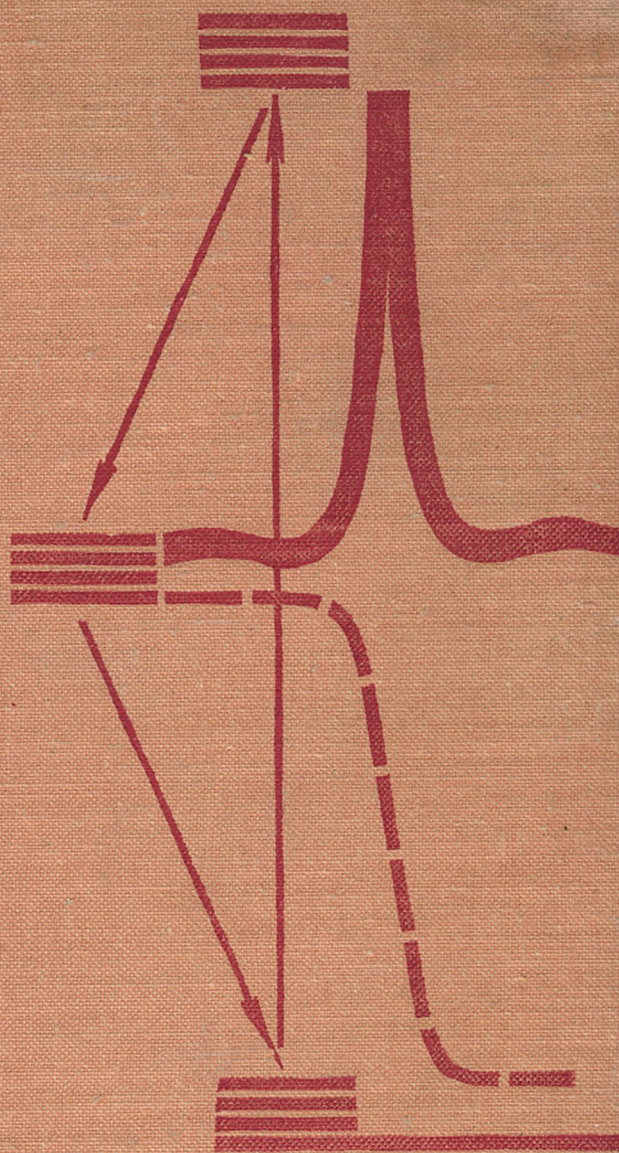


Б.Р. БЕЛОСТОЦКИЙ • Ю.В. ЛЮБАВСКИЙ • В.М. ОБЧИННИКОВ



ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

Б.Р. БЕЛОСТОЦКИЙ • Ю.В. ЛЮБАВСКИЙ • В.М. ОВЧИННИКОВ

ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

Твердотельные ОКГ



ПОД РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА А. М. ПРОХОРОВА



МОСКВА «СОВЕТСКОЕ РАДИО» 1972

Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. Твердотельные ОКГ. Под ред. акад. А. М. Прохорова. М., «Советское радио», 1972, 408 с.

Рассматриваются основные принципы расчета и конструирования твердотельных импульсных оптических квантовых генераторов на современном уровне лазерного приборостроения. Излагаются методы расчета элементов, схем и узлов, необходимые при разработке оптических квантовых генераторов. Приводятся данные по различным оптическим, радиоэлектронным и теплотехническим элементам. Большое место уделяется рассмотрению схем и конструкций основных оптико-механических, радиоэлектронных и теплотехнических узлов оптических квантовых генераторов. Сообщаются сведения по выпускаемым промышленностью приборам. Значительная часть приборов и схем описывается впервые.

Книга ориентирована на широкий круг специалистов, занимающихся разработкой, конструированием и применением оптических квантовых генераторов. Она может быть полезна научным работникам, преподавателям и студентам вузов.

Табл. 33, рис. 215, библи. 543 назв.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

За последние годы появился ряд книг, посвященных оптическим квантовым генераторам. Среди них есть и фундаментальные монографии по различным специальным вопросам, и учебники, и популярные издания. Основной упор в этих книгах делается на рассмотрение физических аспектов работы квантовых генераторов (характеристики материалов, используемых в качестве активных сред, получение инверсной населенности, формирование типов колебаний, кинетика развития генерации, зависимость характеристик излучения от режимов работы, принципы усиления и преобразования лазерного излучения и т. д.). Вопросы технического осуществления оптических квантовых генераторов до сих пор в литературе или не рассмотрены совсем или отражены весьма мало. Между тем имеется крайняя необходимость всестороннего и более глубокого изложения указанных вопросов, поскольку в настоящее время область применения приборов квантовой электроники постоянно расширяется.

В различных исследовательских и промышленных центрах уже накоплен значительный опыт по разработке элементов, схем и конструкций квантовых генераторов. Поэтому систематизация и обобщение этого опыта, несомненно, должны способствовать отбору и распространению наиболее оптимальных технических решений. Настоящая монография является по существу первой попыткой систематического изложения результатов, имеющихся в области лазерной техники применительно к твердотельным оптическим квантовым генераторам (на кристаллах и стеклах). Известно, что именно этот тип генераторов наиболее широко используется в научных исследованиях (нелинейная оптика, исследование взаимодействия мощного излучения с веществом, физика высокотемпературной плазмы и др.), а также во многих технических приложениях, поскольку они обладают максимальной мощностью излучения в широком интервале длительностей импульсов. В книге не обсуждаются вопросы лазерной техники, связанные с другими типа-

ми генераторов, например, жидкостных, газовых, полупроводниковых и других, каждый из которых в силу своей специфики может явиться предметом отдельного рассмотрения.

В настоящей книге достаточно полно изложены сведения о конкретных лазерных элементах, предназначенных для решения оптических, электрических и теплофизических задач, возникающих при разработке лазерных генераторов и усилителей, а также при преобразовании лазерного излучения. Кроме того, в ней рассмотрено использование этих элементов при построении оптимальных лазерных схем, позволяющих получать лазерное излучение с различными характеристиками (миллисекундные, наносекундные, пикосекундные импульсы, одномодовое излучение и т. д.), показано использование ряда лазерных элементов и схем в конкретных приборах. Несомненно, что предлагаемая вниманию читателя книга будет полезна при разработке лазерных приборов в промышленности, а также в лабораторной практике при проведении различных исследований.

Лауреат Ленинской и Нобелевской премий
академик А. М. Прохоров

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

В настоящей книге рассмотрены технические способы осуществления оптических квантовых генераторов (ОКГ).

Накопленная по этим вопросам техническая информация может быть полезна широкому кругу исследователей, связанных с разработкой и применением ОКГ. Авторы отдают себе отчет в том, что излагаемый материал не охватывает всего круга технических проблем, встречающихся при разработке ОКГ.

Основное внимание в книге уделено вопросам, связанным с уровнем техники импульсных твердотельных лазеров. Книга написана по материалам, опубликованным в научных журналах, в том числе и работах самих авторов, в которых нашел отражение их опыт, накопленный при разработке и выпуске ряда приборов.

Авторы не стремились к полному библиографическому материалу и максимально подробному описанию всех рассматриваемых вопросов, учитывая, что к настоящему времени имеется ряд изданий, в той или иной степени касающихся тематики книги, например: Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. «Оптические квантовые генераторы на твердом теле»; Г. П. Катус, Н. В. Кравцов, Л. Е. Чирков, С. М. Коновалов «Модуляция и отклонение оптического излучения»; Е. Р. Мустель, В. Н. Порыгин «Методы модуляции и сканирования света» и др.

В гл. 1, 2 рассматриваются элементы и оптические схемы квантовых генераторов. Гл. 3, 4 посвящены электрическим схемам, обеспечивающим работу и взаимодействие оптических элементов. Гл. 5 — тепловому режиму оптических элементов. В заключительной главе описан ряд приборов — оптических квантовых генераторов.

Первая и вторая главы написаны В. М. Овчинниковым (Введение, § 1.4, 1.6—1.10, 2.2—2.7) и Ю. В. Любавским (§ 1.1—1.3, 2.1, 2.8). В написании третьей и четвертой глав совместно с В. М. Овчинниковым по просьбе авторов приняли участие В. Г. Костылев и А. М. Годес (§ 3.1, 3.4, 4.4 — В. Г. Костылев, § 3.2, 3.3, 4.3, 4.6, 4.7 — А. М. Годес, § 4.1, 4.2, 4.5 — В. Г. Костылев и А. М. Годес). § 5.1 и 5.3 пятой главы написаны Б. Р. Белостоцким и В. М. Овчинниковым, § 5.2, 5.4—5.6 — Б. Р. Белостоцким; шестая глава написана Ю. В. Любавским.

Авторы выражают глубокую благодарность А. М. Прохорову, постоянная поддержка и внимание которого существенно помогали работе над книгой. Авторы считают своим долгом поблагодарить А. А. Маненкова, прочитавшего рукопись книги и сделавшего ценные замечания, учтенные при окончательной подготовке ее к печати. Авторы искренне признательны В. В. Коробкину, П. П. Пашинину, В. Б. Федорову и Г. П. Шипуло, а также М. Ф. Стельмаху и В. Г. Дмитриеву за ряд ценных указаний, сделанных в процессе ее рецензирования.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

C	— емкость конденсатора
d	— удельная теплоемкость
E	— напряженность электрического поля
F	— число фотонов в импульсе, прошедших через единичное сечение
H	— напряженность магнитного поля
L	— длина резонатора
M	— увеличение оптической системы
n	— показатель преломления, относительная инверсная населенность
$n_0; n_e$	— показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны
$N_1; N_2$	— плотность населенностей на 1-м и 2-м уровнях
N_0	— плотность активных центров
N_Φ	— число Френеля
P_k	— компоненты вектора поляризации
P	— давление, мощность излучения
r	— коэффициент отражения
R_Γ	— сопротивление лампы
T	— температура, пропускание оптической системы
$t_{\text{и}}$	— длительность импульса
t_0	— время задержки
t_p	— время жизни фотона в резонаторе
t_1	— время пролета фотона через резонатор
V	— объем
α_T	— коэффициент теплообмена
α_0	— коэффициент поглощения в максимуме линии люминесценции
β	— фазовый сдвиг
ε	— диэлектрическая проницаемость
E	— энергия излучения
E_n	— энергия накачки
E_S	— поверхностная плотность энергии излучения
η	— к. п. д.
$\theta_{\text{сн}}$	— угол синхронизма
Θ	— безразмерная температура
Λ	— количество ламп
λ	— длина волны
ν	— частота
Π	— степень поляризации
ρ	— коэффициент неактивных потерь, плотность вещества
ρ_Γ	— удельное сопротивление лампы
σ	— сечение поглощения
τ	— время релаксации
Φ	— относительная плотность фотонов

ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

Физические основы лазерной техники. Физической основой оптических квантовых генераторов или лазеров является усиление света с помощью вынужденного излучения. В термодинамически равновесных системах преобладает вынужденное поглощение, поскольку состояний с меньшей энергией возбуждения в них больше. Для преобладания же вынужденного испускания необходимо нарушить термодинамическое равновесие таким образом, чтобы число состояний с большей энергией возбуждения превышало число состояний с меньшей энергией. При этом электромагнитное поле вызывает переходы между энергетическими состояниями возбужденных активных центров (активными центрами могут быть атомы, ионы, экситоны, молекулы и т. д.) и в результате взаимодействия излучения с атомными системами интенсивность его увеличивается в том случае, если возбужденных энергетических состояний достаточно для преобладания процесса испускания квантов над процессом поглощения. Разность между плотностью возбужденных состояний и плотностью основных состояний усиливающей среды («плотность инверсной населенности» или просто «инверсная населенность») является основным фактором, определяющим возможность усиления или генерации света на основе эффекта вынужденного излучения.

Существуют различные методы получения инверсной населенности. В оптических квантовых генераторах на твердых средах (кристаллах, стеклах) возбуждение активных атомов осуществляется, как правило, с помощью оптической накачки, т. е. путем воздействия на вещество световым излучением высокой интенсивности. В результате происходящих под действием оптической накачки переходов в возбужденные энергетические состояния атомной системы и последующих радиационных и безызлучательных переходов может быть создана инверсная населенность среды. Вещество, в котором имеются поглощающие центры со струк-

турой энергетических уровней, пригодной для создания инверсной населенности, принято называть активной средой.

Процесс генерации в лазерах представляет собой автоколебания осцилляторов электромагнитного поля. Такими осцилляторами могут быть собственные колебания электромагнитного поля, заключенного между зеркалами оптического резонатора, имеющие вид стоячих волн с трехмерной пространственной структурой (моды резонатора). Активные центры, находящиеся в пучностях моды, наиболее интенсивно теряют возбуждение при взаимодействии с фотонами этой моды, и, наоборот, центры, расположенные в узлах, совсем не совершают индуцированных переходов в поле той же моды. Однако на узлы одного типа колебаний могут приходиться пучности других. Поэтому источник энергии автоколебаний в твердотельных лазерах питает моды в зависимости от распределения их поля в пространстве. Этим определяется многомодовость генерации в лазерах, благодаря которой снижаются как когерентность, так и направленность лазерного излучения. Наиболее высокая когерентность и угловая направленность лазерного излучения обеспечиваются путем выделения одного основного типа электромагнитных колебаний в процессе генерации.

Многие важнейшие характеристики лазерного излучения (длительность и мощность световых импульсов, пространственное распределение излучения и другие) зависят от кинетики развития генерации в резонаторе. С кинетикой развития генерации могут быть связаны как нарастание интенсивности отдельных типов электромагнитных колебаний, так и их взаимодействие. Изменяя потери электромагнитного излучения в резонаторе, можно управлять кинетикой развития генерации. Характер и способы изменения потерь существенно различаются в зависимости от пространственно-временных характеристик получаемых световых импульсов.

Например, при получении наносекундных световых импульсов методом модуляции добротности резонатора сначала создаются условия, при которых в процессе оптической накачки генерация невозможна (добротность резонатора мала), благодаря чему удается получить среду с очень большой инверсной населенностью. Затем, в момент достижения максимальной инверсной населенности, добротность включается, что приводит к генерации мощного светового импульса с длительностью около 10 нс. Другим харак-

терным примером являются лазерные системы со спектром излучения, содержащим ряд близко расположенных частот. В этом случае характер изменения выходного импульса лазера зависит от амплитуд и относительных фаз разных типов колебаний. Если не фиксировать значения перечисленных параметров, то случайные флуктуации и нелинейные явления будут вызывать всевозможные изменения параметров генерируемого излучения во времени. Если же поддерживать частотный интервал между соседними типами колебаний постоянным и фиксировать фазы между отдельными генерирующими модами, то выходной сигнал лазера будет изменяться в зависимости от времени строго определенным образом. Такой режим называют «синхронизацией мод» или «синхронизацией фаз». Форма выходного сигнала подобного лазера будет в общем случае зависеть от того, на каких модах осуществляется генерация, а также от фазовых соотношений между этими модами.

Таким образом техническое осуществление приборов — оптических квантовых генераторов — сводится к получению среды с инверсной населенностью, формированию типов колебаний (мод) и управлению процессом перераспределения энергии между активной средой и электромагнитным излучением резонатора. Однако квантовые генераторы, разработанные к настоящему времени, обладают довольно ограниченными возможностями для получения импульсов большой энергии и перестройки спектрального диапазона.

Получение импульсов большой энергии осуществляется путем усиления лазерного излучения с помощью оптических квантовых усилителей. Оптические квантовые усилители основаны на использовании либо просто инверсной среды, либо различных модификаций ОКГ в режиме ниже порога возбуждения генерации.

Преобразование спектра лазерного излучения требует использования различных процессов нелинейной оптики, в частности, вынужденного комбинационного рассеяния, генерации гармоник и параметрических явлений.

Технические способы осуществления оптических квантовых генераторов, а также усиления и преобразования спектра генерируемого излучения определяют содержание и характер лазерной техники. Пути решения различных проблем, связанных с получением лазерного излучения, далеко неоднозначны и поэтому круг рассматриваемых ниже

вопросов ограничен твердотельными квантовыми генераторами, предназначенными для различных применений в лабораторных исследованиях. Техническое содержание такого класса приборов в основном предопределяется тем комплексом требований, который связан со спецификой их использования. С этим комплексом требований в значительной степени связаны технические решения элементов, узлов и схем, предназначенных для получения инверсной среды, формирования типов колебаний, управления процессом генерации, излучения, а также оптического усиления и преобразования спектра лазерного излучения.

Инверсная среда в твердотельных ОКГ получается путем оптической накачки активного тела с помощью газоразрядных импульсных ламп. Свет от импульсных ламп концентрируется на активное тело осветительной камерой. Для электрического питания импульсных ламп применяются емкостные накопители, заряжаемые от сети переменного тока через повышающие и выпрямляющие устройства. Включение оптической накачки (запуск импульсных ламп) производится специальным поджигающим устройством. Структура электрических схем питания импульсных ламп в значительной степени определяется величиной запасаемой энергии и частотой повторения рабочих циклов. Специфической особенностью электрических схем питания ламп накачки является использование высоковольтных, рассчитанных на большие импульсные токи, элементов — конденсаторов, полупроводниковых приборов, реле и др.

Главным элементом в процессе преобразования электрической энергии в энергию возбужденных атомов является активное тело. Несмотря на большое количество твердотельных веществ, в которых может быть создана инверсная населенность, в настоящее время наиболее пригодными для создания приборов являются рубин, стекло с примесью неодима, иттриево-алюминиевый гранат, флюорит с диспрозием. Другие активные материалы либо из-за технического несовершенства, либо из-за малой эффективности в приборах практически не применяются. Получение инверсной населенности методом оптической накачки сопровождается значительным тепловыделением в активном теле. Поскольку физические характеристики активной среды зависят от температуры, активное тело охлаждается с помощью различных систем, отводящих тепло, выделяемое при оптической накачке. Для рассматриваемого класса прибо-

ров практическое значение имеет, по существу, только жидкостная система охлаждения.

Формирование типов колебаний. Для формирования лазерного излучения применяются различные варианты открытых резонаторов. Каждый вариант резонатора имеет свои особенности и является основой соответствующей оптической схемы квантового генератора. Кроме концевых отражателей в состав оптической схемы лазерного резонатора могут входить различные селектирующие, поляризационные и светоуправляющие элементы. С неоднородностями в материале оптических элементов, несовершенством рабочих поверхностей и их разъюстировкой связаны искажения волновых фронтов в резонаторе и модовый состав излучения, поэтому большое значение имеют качество материала и обработки рабочих поверхностей, а также юстировка элементов оптического резонатора, от которых очень сильно зависят выходные параметры ОКГ. Весьма существенной особенностью твердотельных квантовых генераторов является выделение значительной тепловой энергии в элементах схем в процессе генерации излучения. От теплового режима квантового генератора зависит изменение геометрической формы элементов, возникновение термических напряжений и неоднородностей, появление двулучепреломления и т. д. В зависимости от режимов работы и структуры оптической схемы воздействие тепловыделения на свойства генерируемого излучения может оказаться весьма разнообразным и не всегда предсказываемым заранее. Одним из главных факторов, способных привести к сильным искажениям волнового фронта генерируемого излучения, являются аберрации, вызываемые неравномерным нагревом активного тела. Для обеспечения теплового режима ОКГ необходимо осуществлять охлаждение элементов оптической схемы в процессе генерации или приведение их к исходному температурному режиму перед началом очередного цикла генерации. Поскольку эти задачи не во всех случаях могут быть решены удовлетворительно, большое практическое значение имеет определение действительных температурных режимов оптических элементов и их влияния на свойства генерируемого излучения, хотя последнее является весьма трудной и далеко не всегда решаемой задачей. Пока еще не разработаны методы коррекции лазерных систем, основанные на информации о тепловых режимах оптических элементов, однако иногда это оказывается возможным.

Управление кинетикой процессов в резонаторе осуществляется в основном с помощью различных светоправляющих устройств (светозатворов и светоотражателей). Наиболее распространенными устройствами являются оптико-механические, фототропные, электрооптические светозатворы, электровзрываемые и фототропные пленочные светозатворы, электрооптические и оптико-механические светоотражатели. Использование в лазерной технике различных типов светозатворов и светоотражателей связано с тем, что все многочисленные задачи по управлению процессами генерации излучения не могут быть удовлетворительно решены путем применения какого-либо одного из светоправляющих устройств. Так, оптико-механические светозатворы применяются для модуляции добротности в тех случаях, когда не является препятствием их инерционность. Пьезоакустический светозатвор удобен для модуляции добротности с большой частотой. Фототропные светозатворы применяются не только для модуляции добротности резонатора, но также для развязки усилительных каскадов и получения одномодового излучения при модуляции добротности ОКГ. Кроме того, нелинейная зависимость пропускания (просветления) фототропного светозатвора от интенсивности света позволяет фиксировать фазы между отдельными генерирующими модами в резонаторе. На этом основано получение пикосекундных импульсов методом самосинхронизации мод. Фототропные пленочные светозатворы особенно перспективны для управления световым лучом большого диаметра. Еще большими возможностями обладают электрооптические светозатворы и светоотражатели, способные пропускать или отражать свет в определенном направлении в зависимости от величины приложенного напряжения, что позволяет использовать их для модуляции добротности резонатора. В этом случае, в отличие от рассмотренных ранее, модуляция может быть осуществлена при помощи внешнего сигнала. Применяя высокочастотную модуляцию света, можно фиксировать фазы между отдельными модами в резонаторе и получать пикосекундные импульсы. Наконец, такая принципиальная особенность электрооптических устройств, как возможность управления поляризацией света, предопределяет их применение в различных схемах лазерных резонаторов с переключением ветвей, имеющих большое практическое значение для формирования наносекундных импульсов, выведения наносекундных импульсов из резонатора.

натора, управления поляризацией излучаемых импульсов и т. д.

Как следует из самого определения электрооптических светоправляющих устройств, для их функционирования требуются специальные радиоэлектронные схемы, вырабатывающие необходимые электрические импульсы. В случае модуляции добротности источником управляющего напряжения является генератор наносекундных высоковольтных импульсов, запускаемый от внешнего сигнала и синхронизированный с моментом поджига импульсных ламп накачки. При получении пикосекундных импульсов необходима еще и высокочастотная модуляция. В ряде случаев управление электрооптическими светозатворами осуществляется генераторами наносекундных высоковольтных импульсов, запускаемыми от светоисковых разрядников, пробой в которых происходит при воздействии светового импульса. В разветвленных оптических резонаторах для переключения оптических ветвей необходимы электрические схемы, вырабатывающие электрические импульсы напряжения сложной формы.

Кроме рассмотренных светоправляющих устройств большое практическое значение имеют электровзрываемые пленочные светозатворы, представляющие собой металлические пленки, нанесенные на прозрачную полиэтиленовую ленту, и просветляемые мощным импульсом электрического тока. Электровзрываемый пленочный светозатвор особенно удобен для управления лучом с большим световым диаметром в тех случаях, когда требуется внешний запуск затвора от других устройств.

Усиление лазерного излучения. Техническое осуществление оптического усилителя сводится к получению инверсной среды и формированию потока излучения через инверсную среду. Существуют различные типы усилителей лазерного излучения, отличающиеся размерами инверсной среды и способом формирования потока излучения через усиливающую среду, — однонаправленные усилители бегущей волны, многопроходные усилители, усилители с управляемым резонатором, регенеративные усилители. Однонаправленные усилители бегущей волны представляют собой инверсную среду большой протяженности, через которую усиливается излучение распространяется в одном направлении. В этом случае по мере усиления необходимо расширять поперечное сечение луча, для того, чтобы плот-

ность усиливаемого излучения не достигла насыщения или не превысила порога разрушения среды. Получение инверсной среды с большим усилением требует преодоления трудностей, связанных с усиленной люминесценцией (суперлюминесценцией), обедняющей инверсию и являющейся источником шума. Для устранения суперлюминесценции инверсная среда создается в разнесенных усилительных каскадах со сравнительно небольшим усилением, разделенных светозатворами. Усилительный каскад представляет собой активное тело, оптическая накачка которого осуществляется в осветительной камере с помощью импульсных ламп, как и в оптических квантовых генераторах. Электрические схемы для питания импульсных ламп и способы охлаждения активного тела, по существу, также не отличаются от лазерных. Особенности усилительных каскадов в основном обусловлены большими размерами активных тел. В связи с большими поперечными размерами активных тел необходимо применять различные способы подавления суперлюминесценции, от которых существенно может зависеть форма активных тел, тип осветительной камеры, состав охлаждающей жидкости и т. д. Расширение поперечного сечения усиливаемого излучения осуществляется телескопическими системами. Для подавления отраженного в обратном направлении света применяются оптические вентили, основанные на магнитооптическом эффекте, пропускающие свет только в одном направлении. Благодаря подавлению отраженного в обратном направлении усиленного света устраняется опасность выхода из строя лазерных элементов на входе усилителя. Следует отметить, что оптические вентили бывают необходимы и в квантовых генераторах, когда требуется создать однонаправленный режим бегущей волны.

Многопроходные усилители позволяют более рационально использовать инверсную среду по сравнению с однонаправленными усилителями бегущей волны. Формирование потока излучения через инверсную среду осуществляется с помощью плоскопараллельных или криволинейных зеркал, многократно направляющих усиливаемый свет через активное тело в прямом и обратном направлении по несовпадающему пути. Проблемы, связанные с выбором усилительных каскадов, светозатворов и оптических изоляторов, в этом случае по существу не отличаются от однонаправленных усилителей бегущей волны. Плоскопараллельные зеркала выгодно применять при режиме линейного

усиления, а криволинейные зеркала — при приближении к насыщению усиления или порогу разрушения среды, так как они позволяют расширять сечение усиливаемого излучения по мере прохождения через инверсную среду. Многопроходные усилители позволяют решать все задачи, осуществляемые с помощью однонаправленных усилителей бегущей волны при меньшем числе оптических элементов и значительно меньшей электрической энергии накачки. Спектральная полоса однонаправленного усилителя бегущей волны и многопроходного усилителя определяется спектром люминесценции активной среды.

Усилители с управляемым резонатором позволяют получать максимальное усиление коротких импульсов света при минимальных размерах активного тела. Формирование потока излучения через усиливающую среду осуществляется в этом случае с помощью переключаемого резонатора. Сначала излучение впускается внутрь резонатора и усиливается при многократном прохождении через активное тело в резонаторе со 100%-ными зеркалами, после чего выводится из резонатора. Усилители с управляемым резонатором выгодно применять для усиления импульсов света до энергий, не превышающих порога разрушения элементов резонатора. Спектральная полоса усиления определяется параметрами резонатора.

Регенеративные усилители дают возможность при малых объемах активного тела получать усиление импульсов большой длительности и непрерывного излучения. Формирование потока усиливаемого излучения через инверсную среду в этом случае осуществляется оптическим резонатором с полупрозрачными зеркалами. По существу, регенеративный усилитель представляет собой квантовый генератор, работающий в режиме до порога самовозбуждения. Его спектральная полоса также определяется параметрами резонатора.

Преобразование спектра лазерного излучения основано на использовании нелинейных оптических процессов. Характер протекания нелинейных процессов определяется фазовыми соотношениями между взаимодействующими электромагнитными полями. Для таких процессов, как оптическое умножение и смещение частот, параметрическое преобразование и др., характер протекания существенно определяется фазовыми соотношениями между взаимодействующими электромагнитными полями. Для этих про-

цессов решающую роль играет дисперсия среды. Эффективность практического использования таких процессов для преобразования спектра лазерного излучения определяется мощностью, а также высокой монохроматичностью и направленностью лазерного излучения. Генерация гармоник является наиболее технически освоенным способом преобразования спектра лазерного излучения. В частности, генерация второй гармоники осуществляется либо при пропускании лазерного излучения через нелинейный элемент, либо при помещении его внутрь резонатора. При помещении нелинейного элемента внутрь лазерного резонатора основным фактором, определяющим оптическую схему ОКГ, является необходимость разделения первичного излучения и второй гармоники. При использовании нелинейного элемента вне резонатора представляют интерес различные способы повышения его эффективности. Одним из наиболее удачных способов решения этой задачи является фокусировка излучения на нелинейный элемент с помощью цилиндрической оптики.

Нелинейным процессом, имеющим большое значение для преобразования спектра, является и параметрическая генерация, позволяющая осуществить плавное изменение длины волны лазерного излучения. В этом случае также необходимым условием является наличие нелинейного элемента для параметрического преобразования частоты излучения, причем нелинейный элемент должен быть помещен в оптический резонатор. Оптические резонаторы, используемые в параметрических генераторах, не имеют существенных отличий от оптических резонаторов твердотельных ОКГ. Сравнительно невысокий к.п.д. параметрических генераторов и ряд трудностей, связанных с их технической реализацией, не привели пока к широкому использованию принципа параметрического преобразования при разработке приборов. В связи с этим особенности технического осуществления параметрического преобразования лазерного излучения не нашли отражения в настоящей книге.

К другому классу весьма хорошо исследованных и подходящих для преобразования спектра лазерного излучения нелинейных оптических процессов относится вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на колебаниях или вращениях молекул жидкости или газа. В среде, пригодной для ВКР и помещенной в оптический резонатор, при оптической накачке излучением лазера, генерируется

вынужденное излучение на частотах соответствующего комбинационного рассеяния.

Излучение таких ВКР-лазеров может быть усилено с помощью ВКР-усилителей. Следует отметить, что все элементы и схемы твердотельной лазерной техники для формирования направленного излучения, управления процессами генерации, формирования потока через инверсную среду применимы в ВКР-квантовых генераторах и усилителях.

Еще одним весьма удобным объектом для преобразования излучения твердотельных лазеров являются органические красители. ОКГ на органических красителях, оптическая накачка которого осуществляется твердотельными лазерами, может генерировать излучение с широким непрерывным спектром. Как и ВКР-лазеры, квантовые генераторы на основе органических красителей отличаются от твердотельных лишь способом получения инверсной среды.

Для расширения возможностей по управлению спектром применяются также различные последовательные комбинации преобразования лазерного излучения с помощью оптических нелинейных процессов и оптические резонаторы с дисперсным элементом, с помощью которых можно осуществлять перестройку ВКР-лазеров и лазеров на органических красителях, а также и самих твердотельных лазеров в пределах спектра генерируемого излучения.

Рассмотрение технического осуществления как ВКР-лазеров, так и лазеров на органических красителях (в связи с принципиальными физическими особенностями) выходит за рамки настоящей книги.

ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ОКГ

1.1. ОСВЕТИТЕЛИ

В твердотельных ОКГ для получения инверсной населенности применяется оптическая накачка с помощью импульсных ламп или ламп непрерывного горения. Для повышения эффективности накачки лампы и активное тело размещают в осветителе, представляющем собой, как правило, замкнутую оптическую систему, в которой излучаемая лампой световая энергия специальными отражателями направляется на активное тело.

Конструкция осветителя определяется типом лампы и активного тела, их взаимным расположением и режимом работы и существенно влияет на эффективность светопередачи и распределение поглощенной энергии в активном теле, от которых зависят угловые и энергетические характеристики генерируемого излучения.

Концентрация световой энергии осветителем осуществляется далеко не идеально. Наряду с низкой эффективностью превращения электрической энергии в световую (35—50%) [1] и неполным использованием поглощенной активным телом энергии (6—15%) [1], потери в осветителе (30—70%) [2] являются одним из основных факторов, определяющих невысокий к.п.д. твердотельных лазеров (0,1—5%).

Выбор типа осветителя зависит от требований, предъявляемых к лазеру в каждом конкретном случае. Например, в одномодовом генераторе, предъявляются повышенные требования к равномерности и симметрии в распределении энергии накачки по сечению активного тела. В других случаях основным требованием является максимальная эффективность светопередачи. В установках с большой выходной энергией используются многоламповые освети-

тели, которые при сравнительно невысокой своей эффективности обеспечивают наибольшую величину светового потока. Некоторые наиболее употребительные типы осветителей представлены на рис. 1.1.

Осветители с цилиндрическим активным телом. В работе [3] непрерывный режим излучения был получен при использовании осветителя рис. 1.1, I в, состоящего из усеченного сапфирового конуса и соединенного с ним активного тела. В этом осветителе свет от дуговой лампы — накачки направляется системой зеркал на коническую часть стержня, которая концентрирует излучение накачки в активном теле. Конический с сапфировым шаром и клиновой (рис. 1.1, I а, б) осветители также используются в лазерах непрерывного действия [4]. При этом наименьший порог генерации и более равномерное освещение получено в коническом осветителе.

Осветители с расположением лампы вдоль оси активного тела рассмотрены в [5—10]. Они обеспечивают симметричное распределение поглощенной энергии в поперечном сечении активного тела.

В эллипсоидальных осветителях (рис. 1.1, II а), отражающие поверхности образованы вращением эллипса вокруг оси, проходящей через лампу и активное тело. Расчет осветителя и экспериментальная оценка его эффективности показывают, что высокий к.п.д. можно получить при использовании нитевидных источников накачки [5], при этом эффективность осветителя максимальна, когда лампа и активное тело находятся на главной оси эллипсоида между его вершиной и фокусом, а отношение длины стержня к большой полуоси близко к единице.

Эффективность сферического осветителя (рис. 1.1, II б), несколько ниже эллипсоидального. Для случая, когда диаметр лампы равен диаметру активного тела и коэффициент отражения стенок равен 70%, эффективность сферического осветителя составляет около 56%.

При выборе взаимного положения активного тела и лампы следует учитывать, что в сферических осветителях при аксиальном расположении лампы и активного тела порог генерации несколько выше, чем при параллельном расположении, а выходная энергия от накачки растет быстрее, что видно на рис. 1.2. При параллельном расположении лампы и активного стержня расстояние между ними следует выбирать минимальным. Сферические и эллипсоидальные


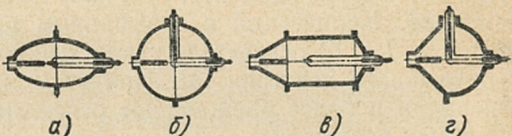
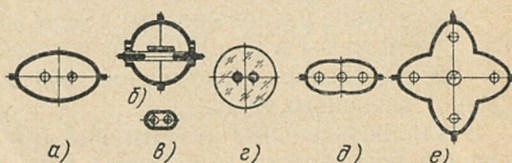


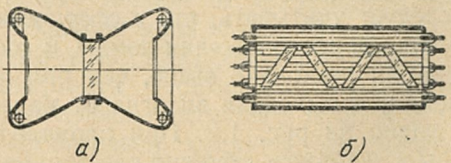
Расположение лампы относительно активного стержня	Конструкция осветителя
<i>Цилиндрическое активное тело</i>	
I. Лампа удалена от активного тела	 <p>а) б) в)</p>
II. Лампа на оси активного тела	 <p>а) б) в) г)</p>
III. Лампа параллельна оси активного тела	 <p>а) б) в) д) е)</p>
IV. Лампа концентрична оси активного тела	 <p>а) б)</p>
<i>Прямоугольное активное тело</i>	
V. Лампа параллельна боковой поверхности активного тела	 <p>а) б) в)</p>
<i>Активное тело в форме диска</i>	
VI. Лампа расположена со стороны торцевой поверхности активного тела	 <p>а) б)</p>

Рис. 1.1. Классификация ламповых осветителей.

осветители могут применяться в лазерах с непрерывной генерацией [6]. В осветителях с отражающими конусами — аксиконах (рис. 1.1, IIб) и сфероконах (рис. 1.1, IIг) имеет место многократное прохождение света через активную среду [7—11]. Сфероконический осветитель при оптимальном

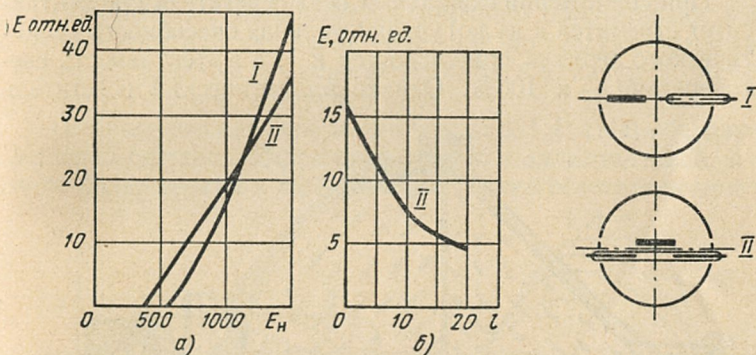


Рис. 1.2. Зависимость энергии излучения E от накачки (а) и от расстояния между лампой и активным телом (б) для сферического осветителя.

выборе параметров, хотя и имеет эффективность светопередачи, близкую к 50%, все же находит весьма ограниченное применение, так как получение высокого коэффициента отражения в подобных конструкциях связано со значительными технологическими трудностями. Эффективность аксиконного осветителя еще ниже. По-видимому, замена металлических зеркал на стеклянные с серебрением наружной поверхности может существенно увеличить эффективность осветителя такого типа. Осветители с осевой симметрией эффективно работают со сравнительно короткими активными телами, имеющими диаметр на 1—1,5 мм больше, чем диаметр лампы. Использование осветителей этого типа может быть особенно выгодным при охлаждении активного тела и лампы одним потоком в единой осевой системе (рис. 1.3).

Наиболее широко в твердотельных ОКГ применяются осветители, у которых лампа расположена параллельно оси активного тела, а отражатель имеет форму эллиптического цилиндра, в фокальных осях которого находятся лампа и активное тело (см. рис. 1.1, IIIа). Одноламповые эллиптические цилиндры имеют высокую эффективность

около 75% [2]. Кроме того, они позволяют отдельно охлаждать лампу и активное тело и обеспечивают сравнительно равномерную оптическую накачку активного тела, если его сечение много меньше поперечных размеров отражателя.

При совмещении фокальных осей осветителя (эксцентриситет стремится к нулю) увеличительная способность эллиптического зеркала приближается к 1, а эффективность светопередачи — к 100%. Однако эллиптический осветитель

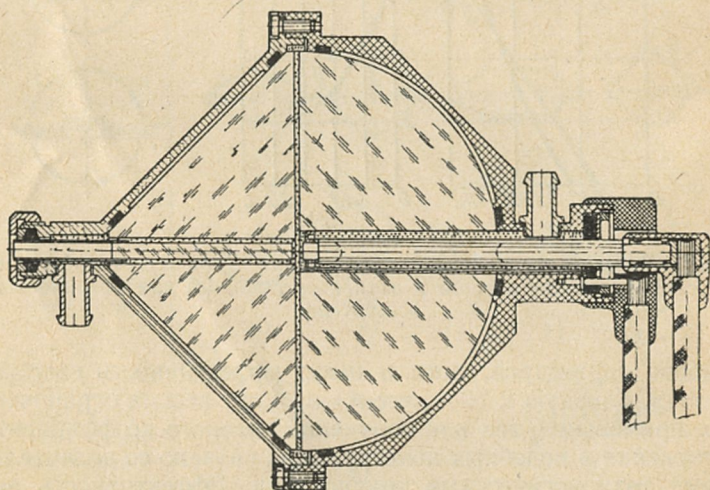


Рис. 1.3. ОКГ со сфероконическим осветителем.

является системой с переменным увеличением, а лампа и активное тело имеют конечные размеры, поэтому далеко не вся энергия лампы используется в нем. Кроме того, значительная часть непоглощенного света, прошедшая через стержень в результате многократных отражений от стенок, снова на стержень не попадает из-за того, что поперечные размеры отражателя значительно превосходят сечение активного тела. Многократные отражения повышают эффективность при «плотном» расположении лампы и активного тела, когда поперечные размеры осветителя и активного тела близки (см. рис. 1.1, IIIб). При этом конфигурация отражателя существенного значения не имеет и может быть круглой или овальной, а внутренняя поверхность может быть зеркальной или диффузно отражающей.

Эффективность осветителя с диффузным отражением можно оценить по формуле $\eta = r_{\text{ст}} S_a / S_o$, где η — эффективность осветителя; $r_{\text{ст}}$ — коэффициент отражения стенок; S_a — площадь боковой поверхности активного элемента; S_o — площадь поверхности осветителя.

Осветители с «плотным» заполнением обеспечивают высокие энергетические характеристики, но создают при этом неравномерное распределение плотности накачки по поперечному сечению активного тела.

Цилиндрические осветители (см. рис. 1.1, III₂) обладают меньшей световой эффективностью, чем эллиптические, однако более просты в изготовлении. Такие осветители могут

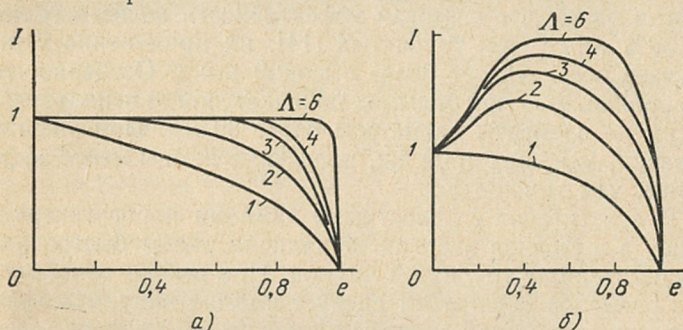


Рис. 1.4. Зависимость относительной интенсивности света I в объеме активного тела от величины эксцентриситета e эллипса и количества ламп Λ :

а) $r_{\text{ст}}/r_{\text{л}} = 1$; б) $r_{\text{ст}}/r_{\text{л}} = 2$.

быть изготовлены из стеклянных или кварцевых труб с химическим серебрением по наружному диаметру.

В генераторах с большой выходной энергией применяют активные тела в виде стержней, диаметр которых превосходит диаметр лампы накачки. В этом случае для повышения плотности накачки применяются многоламповые осветители (см. рис. 1.1, III_д, е), отражающие поверхности которых имеют форму эллиптических цилиндров. На общей фокальной оси размещают активное тело, а в сопряженных фокусах располагаются лампы. Относительная величина энергии, попадающей в этом случае на активное тело, возрастает по мере увеличения количества ламп, однако общая эффективность системы снижается. Графики, представленные на рис. 1.4, показывают, что рост относительной интен-

сивности света в объеме активного тела в основном происходит благодаря увеличению его поперечных размеров (рис. 1.4) [12]. Известны конструкции многоламповых осветителей, в которых лампы располагаются в стеклянных полуцилиндрах [13]. Оптимальное число ламп при этом можно оценить по формуле $\Lambda_{\text{опт}} = R_a n / R_{\text{л}}$, где R_a — радиус активного тела; $R_{\text{л}}$ — радиус лампы; n — показатель преломления среды, окружающей активное тело.

Осветители для полостных и спиральных ламп (см. рис. 1.1, IIa, б) представляют собой экран, покрытый толстым слоем окиси магния. В полостных лампах окись магния наносится на наружную поверхность лампы. Несмотря на то, что световая эффективность полостных ламп на 30% ниже, чем трубчатых [14], их применение в ряде случаев обеспечивает более высокий к.п.д. Особенно явно это проявляется при больших накачках, когда используются активные элементы диаметром более 30 мм. При энергиях накачки, меньших 1000 дж, полостные лампы менее эффективны, чем трубчатые.

В осветителях с полостными лампами порог генерации выше, а выходная энергия от накачки растет быстрее, чем в осветителях с трубчатой лампой. При выборе относительных размеров осветителя следует иметь в виду, что эффективность оптической системы растет прямо пропорционально отношению $R/R_{\text{э}}$, где $R_{\text{э}}$ — радиус экрана. При отношении $l_{\text{л}}/R_{\text{э}} > 5$ ($l_{\text{л}}$ — длина лампы) эффективность оптической системы мало меняется с удлинением экрана. Теоретическая оценка эффективности полостных ламп для накачки лазеров выполнена в работе [15].

Использование осветителей с полостными лампами позволяет получить наибольшую концентрацию энергии в активном теле при хорошей равномерности. Если зазор между внутренней стенкой лампы и активным телом невелик и заполнен хладагентом, то эффективность такой системы повышается и общий к.п.д. может достигать 5% [16]. Ограниченное применение полостной лампы-осветителя вызвано тем, что срок ее службы меньше, чем трубчатой.

Осветители с активным телом прямоугольного сечения. В некоторых случаях применяются активные тела прямоугольной формы [18, 19]. Размеры активного тела выбираются такими, чтобы обеспечить однородную оптическую накачку активного тела по сечению. Осветитель, показанный на рис. 1.1, Va, обеспечивает накачку активного эле-

мента прямоугольной конфигурации и может быть выполнен из металлической или стеклянной цилиндрической трубки, разрезанной по диаметру вдоль оси, либо из стеклянного цилиндрического блока с отверстием для лампы. Такой тип отражателя применяется преимущественно в лазерах с периодическим режимом работы, так как конструкция его удобна для эффективного охлаждения ламп. Осветитель, представленный на рис. 1.1., Vб, может применяться как в лазерах с высокой импульсной мощностью, так и в усилительных каскадах.

Осветители с активным телом в виде диска. В мощных генераторах выходные энергетические параметры определяются стойкостью материала активного тела к действию лазерного излучения. Для обеспечения длительной работы активного тела необходимо, чтобы плотность мощности была в 3—4 раза ниже пороговой плотности мощности, вызывающей разрушение торца при первой вспышке [17]. Получение световых импульсов с большой выходной энергией может быть осуществлено путем увеличения площади поперечного сечения активного тела. Однако увеличение диаметра цилиндрического активного тела ограничено из-за неоднородности накачки. Кроме того, в некоторых случаях применение цилиндрических активных тел нежелательно из-за термических напряжений. Для снижения осевого градиента температуры и повышения выходной энергии без разрушения торца применяются дисковые системы (рис. 1.1, VIб) [20]. Кроме того, дисковые системы перспективны для использования их в лазерах с высокой частотой повторения и высокой средней мощностью. Диски в таких осветителях накачиваются со стороны торцевой поверхности и имеют наклон, близкий к углу Брюстера. Для того чтобы уменьшить влияние усиленной спонтанной люминесценции на инверсную населенность, боковая поверхность диска должна иметь минимальную отражающую способность.

Для уменьшения доли излучения, отраженного от поверхности раздела стекло — жидкость, важно, чтобы показатель преломления жидкости был возможно ближе к показателю преломления стекла.

Осветитель, показанный на рис. 1.1, VIа, предназначен для активного тела в виде диска и трубчатых ламп, изогнутых по окружности [21].

Лампы установлены со стороны торцов в эллиптическом торе, переходящем в усеченный конус. В такой кон-

струкции можно путем последовательной установки активных элементов в осветителях управлять усилением системы.

Существенное влияние на выбор типа осветителя оказывает режим питания лампы. При больших электрических градиентах в разряде коэффициент поглощения плазмой собственного излучения составляет значительную величину. Зависимость величины прозрачности плазмы от электри-

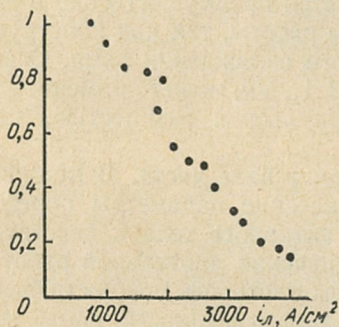


Рис. 1.5. Зависимость интенсивности света ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$), прошедшего через 1 см плазмы, от плотности тока в лампе.

ческого градиента представлена на рис. 1.5 [22]. С другой стороны, для того чтобы повысить яркостную температуру, необходимо увеличить плотность тока, протекающего через

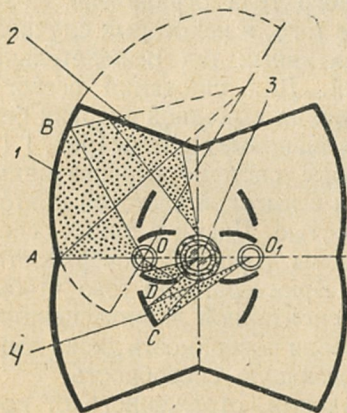


Рис. 1.6. Двухламповый осветитель.

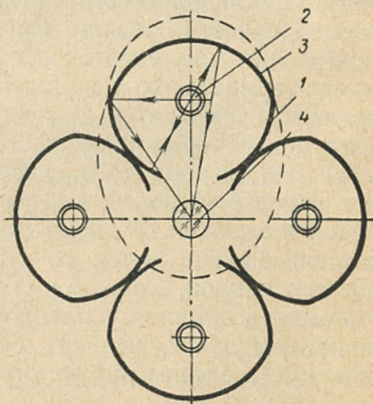


Рис. 1.7. Четырехламповый осветитель.

лампу, до предельного значения, определяемого прочностью лампы. При работе лампы в режиме двойного импульса (см. § 4.5) величину тока, прошедшего через лампу без разрушения, можно значительно увеличить. При этом лампа светит как поверхностный излучатель и подсвечивать

элемент будут лишь те части лампы, которые «видны» из центра активного элемента. Осветитель, представленный на рис. 1.6, предназначен для ламп с повышенной яркостной температурой [23]. В этом осветителе из центра элемента «видна» вся лампа полностью без виньетирования. Световой поток, заключенный в угле AOB , отражаясь от эллиптического цилиндра 1 плоским зеркалом 2, направляется на элемент 3. В эллиптических двухламповых осветителях эта часть светового потока поглощается разрядом лампы. Цилиндрические зеркала 4 возвращают световой поток, заключенный в угле CO_1D и направляют его на активный элемент.

Конструкция осветителя, представленная на рис. 1.7, наиболее эффективна при небольших электрических градиентах [24]. В этом осветителе часть светового потока, отраженного от цилиндра 1, проходит через плазму лампы 2 и, отразившись от эллиптического цилиндра 3, попадает на активное тело 4.

Для количественной оценки эффективности выбранных параметров осветителя необходимо найти оптимальное соотношение и размеры всех его элементов, а также оценить распределение плотности поглощенного света накачки в объеме активного тела. Учет процессов, происходящих в осветителе, таких, как, например, переизлучение плазмы, просветление активного тела и многократное прохождение луча через него, а также влияние фокусирующих свойств системы на лучи, не попавшие на стержень, является чрезвычайно сложной задачей. Сравнение различных осветительных систем по величине их геометрической эффективности* может быть сделано при допущении, что лампа светит как равномерный ламбертовский излучатель, весь свет, падающий на активный образец, поглощается, а свет, прошедший мимо, больше на образец не попадает; при этом лампа и активное тело имеют большую длину.

Аналитический расчет эффективности осветителя с различной степенью приближения к реальным условиям выполнен в работах [25—28]. В [28] разработан довольно простой графоаналитический метод. С точностью, достаточной для большинства практических оценок, эффективность осветителя может быть найдена расчетом предельных углов, в ко-

* Без учета переизлучения плазмы, просветления активного элемента и распределения в нем энергии накачки.

торых свет от лампы попадает на стержень либо непосредственно, либо после одного отражения с учетом допущений, сделанных выше [27].

На примере двухламповой системы аналитическим методом ниже выполнен расчет геометрической эффективности осветителя:

$$\eta_0 = f(a, b, d_a, d_{\text{л}}, e, \Lambda, r_3),$$

где η_0 — геометрическая эффективность (отношение светового потока накачки, попавшего на элемент, ко всему

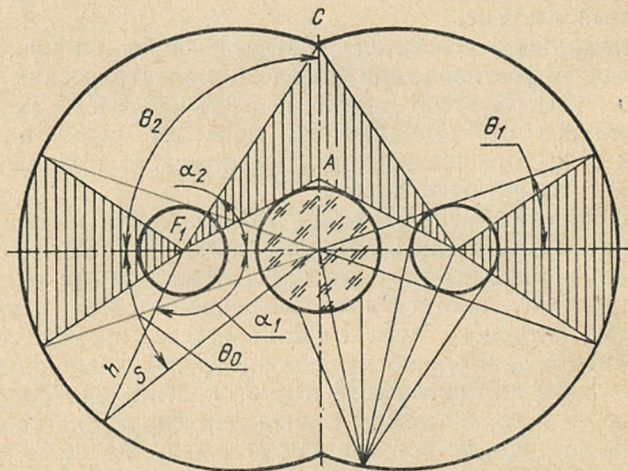


Рис. 1.8. К расчету двухлампового осветителя (площади заштрихованных участков пропорциональны потерям светового потока).

световому потоку); a — большая полуось эллипса; b — малая полуось эллипса; d_a — диаметр активного тела; $d_{\text{л}}$ — диаметр лампы; e — эксцентриситет эллипса; Λ — количество ламп; r_3 — коэффициент отражения зеркальных поверхностей.

Каждая элементарная поверхность эллиптического цилиндра осуществляет изображение лампы на активном элементе с переменным увеличением (или уменьшением), пропорциональным отношению h/s (рис. 1.8). Изображение лампы в сопряженном фокусе будет иметь размер $d_{\text{л}}h/s$. На активное тело будет попадать часть излучаемой энергии, равная $d_a/d_{\text{л}} \cdot s/h$. При этом $d_a/d_{\text{л}} \cdot s/h \leq 1$, так как

активный элемент не может поглощать энергии больше, чем излучает лампа. Часть эллиптического отражателя, расположенная ближе к лампе, образует увеличенное изображение лампы, благодаря чему часть энергии лампы не попадает на рубин. Другая часть эллипса, которая расположена ближе к активному телу, является наиболее эффективной, так как образует уменьшенное изображение лампы, и поэтому вся ее энергия попадает на активный элемент.

Геометрическая эффективность осветителя равна:

$$\eta_0 = \int_0^{\pi} \frac{d_a}{d_{\pi}} \frac{s}{h} d\alpha = \frac{100}{\pi} \left[\alpha_1 + \int_{\alpha_1}^{\pi} \frac{d_a}{d_{\pi}} \frac{s}{h} d\alpha \right], \quad (1.1)$$

где α_1 характеризует угол, в пределах которого поток от лампы полностью поглощается стержнем, или, что равнозначно, в пределах этого угла изображение лампы меньше или равно диаметру активного элемента.

Так как имеет место соотношение $(s/h) d\alpha = d\theta$ (см. рис. 1.8), то выражение (1.1) приводится к виду

$$\eta_0 = \frac{100}{\pi} \left(\alpha_1 + \frac{d_a}{d_{\pi}} \theta_0 \right). \quad (1.2)$$

Угол α_1 выражается зависимостью

$$\cos \alpha_1 = \frac{1}{e} \left[1 - \frac{1-e^2}{2} \left(1 + \frac{d_a}{d_{\pi}} \right) \right]. \quad (1.3)$$

Часть отражающей поверхности эллипса позади лампы экранирована самой лампой, которую можно считать непрозрачной, поэтому угол следует уменьшить на угол θ_1 , где:

$$\sin \theta_1 = \frac{d_{\pi}}{4ae}. \quad (1.4)$$

Кроме того, поток, пропорциональный CF_1A , на стержень не попадает, а значит, угол α_1 должен быть уменьшен на величину α_2 :

$$\cos \alpha_2 = \frac{(2e/1 + e^2) - \cos \theta_2}{1 - (2e/1 + e^2) \cos \theta_2}, \quad (1.5)$$

где $\theta_2 = \pi/\lambda$.

Введя эти коррективы и учитывая коэффициент отражения, получим выражение для геометрической эффективности

ности двухлампового осветителя:

$$\eta_0 = \frac{100}{\pi} \left[(\alpha_1 - \alpha_2) r_3 + \frac{d_a}{d_{\pi}} r_3 (\theta_0 - \theta_1) + \arcsin \frac{d_a}{4ae} \right]. \quad (1.6)$$

Выражение $\arcsin d_a/4al$ учитывает долю светового потока, попадающего на активный элемент без отражений от стенок эллипса.

Приведенная выше методика легко может быть использована для расчета как одноламповых, так и многоламповых осветителей, а точность ее вполне приемлема для практических оценок сравнительной эффективности при выборе оптимального варианта.

Плотность поглощенной энергии в активном теле можно повысить не только увеличением количества ламп в ос-

ветителе. Если активный элемент окружен оболочкой из прозрачного диэлектрика, то эффективность светопередачи существенно повышается [29], а интенсивность выходного излучения увеличивается. Толщина оболочки в этом случае определяется простыми соотношениями, которые получаются из построения, представленного на рис. 1.9. Как видно из рис. 1.9, радиус наружной оболочки R_n должен быть таким, чтобы луч, касательный к наружному цилиндру, после преломления стал касательным к окружности радиуса R_a .

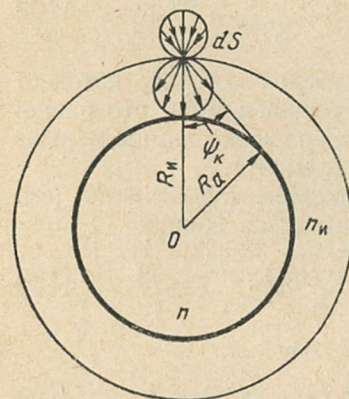


Рис. 1.9. Активный элемент, окруженный диэлектрической оболочкой.

Если активный элемент окружен оболочкой из прозрачного диэлектрика, то эффективность светопередачи существенно повышается [29], а интенсивность выходного излучения увеличивается. Толщина оболочки в этом случае определяется простыми соотношениями, которые получаются из построения, представленного на рис. 1.9. Как видно из рис. 1.9, радиус наружной оболочки R_n должен быть таким, чтобы луч, касательный к наружному цилиндру, после преломления стал касательным к окружности радиуса R_a .

Если активный элемент погружен в иммерсионную жидкость, то эффективность светопередачи также повышается. Анализ показывает, что в активном элементе с показателем преломления n , погруженным в иммерсионную среду, при оптической накачке диффузно рассеянным светом плотность энергии изменяется как функция радиуса. Отношение наибольшей плотности энергии внутри элемента к плотности

энергии снаружи равно приблизительно n^2 , причем это наибольшее значение имеет место внутри цилиндра радиуса $R_{\text{и}} = R_{\text{а}}/n_{\text{и}}$ ($R_{\text{а}}$ — радиус активного элемента). Нетрудно показать, что результирующий поток накачки может превышать поток, создаваемый изотропным источником. Действительно, в соответствии с рис. 1.9 [30] поток накачки, падающий на малую поверхность dS , приходит со всех направлений в пределах 2π (стер), а преломленные лучи ограничены конусом с углом при вершине, равным $2\psi_{\text{к}}$. Телесный угол внутри конуса равен:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \psi_{\text{к}}).$$

Отношение телесных углов выражается в виде

$$\frac{2\pi}{\Omega} = \frac{n_{\text{и}}}{n_{\text{и}} - (n_{\text{и}}^2 - 1)^{1/2}}, \quad (1.7)$$

где $n_{\text{и}}$ — показатель преломления иммерсионной среды. Для $n_{\text{и}} = 1,3 \div 1,7$ это отношение можно приближенно записать

$$2\pi/\Omega = 1,49n_{\text{и}}^{2,37}. \quad (1.8)$$

Обычно иммерсионная жидкость одновременно используется для охлаждения активного тела и фильтрации. Иммерсионные жидкости должны в этом случае обладать высоким коэффициентом преломления, устойчивостью к мощным световым воздействиям, слабым поглощением излучения оптической накачки, малой вязкостью и высокой теплопроводностью. Если руководствоваться получением наибольшей концентрации светового потока в объеме активного тела, то толщина слоя жидкости должна быть порядка $\sim R_{\text{а}}(n_{\text{и}} - 1)$. Здесь $n_{\text{и}}$ — коэффициент преломления жидкости; $R_{\text{а}}$ — радиус активного тела.

Наряду с эффективностью осветителя большое значение имеет однородность оптической накачки активного тела, которой, главным образом, и определяется распределение инверсной населенности. Так, при накачке, незначительно превышающей пороговое значение, генерирует не весь торец, а его определенные участки. С увеличением интенсивности возбуждения генерирующая область увеличивается и при некотором значении охватывает все сечение активного тела [31, 32]. Кроме того, неравномерное распределение оптической накачки в активном теле приводит к неравно-

мерному нагреву активного элемента и связанным с этим термическим деформациям.

Неравномерность оптической накачки наиболее сильно проявляется в цилиндрическом активном теле. При симметричном расположении активного элемента относительно

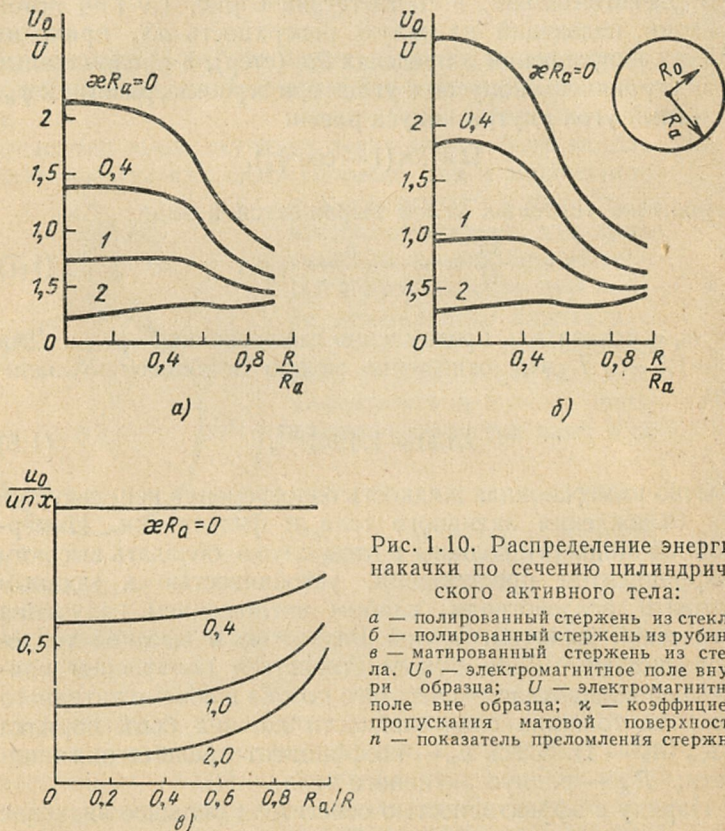


Рис. 1.10. Распределение энергии накачки по сечению цилиндрического активного тела:

а — полированный стержень из стекла;
б — полированный стержень из рубина;
в — матированный стержень из стекла. U_0 — электромагнитное поле внутри образца; U — электромагнитное поле вне образца; x — коэффициент пропускания матовой поверхности; n — показатель преломления стержня.

ламп в результате неоднородного поглощения в нем возникает радиальный градиент температуры, изменяющийся как во время накачки, так и после ее окончания. Характер распределения накачки определяется фокусирующим свойством цилиндрической поверхности, способом ее обработки, а также поглощением света по мере его прохождения от периферии элемента к его центру. Параметром, характеризующим распределение, является произведение xR_a ,

κ — коэффициент поглощения излучения накачки в активной среде.

Распределение относительной плотности накачки в цилиндрических полированных и матированных активных элементах для ряда значений κR_a представлены на рис. 1.10. Эти зависимости при различных допущениях вычислены, например, в работах [25, 29, 33, 34].

Из графика видно, что наиболее равномерное распределение накачки по сечению полированного стержня наблюдается при условии, когда $\kappa R_a = n$. С увеличением κR_a плотность радиации накачки в центре активного элемента снижается. Для образца с матированной боковой поверхностью в отличие от полированного из-за отсутствия эффекта фокусировки увеличение плотности радиации на оси не наблюдается.

Активным образцам из стекла, активированного неодимом, (особенно при больших сечениях) иногда придают прямоугольную форму, при которой распределение накачки гораздо равномернее. Если в полированном цилиндрическом образце при $\kappa R_a = 0,1$ относительная плотность радиации меняется по сечению более чем в 2 раза, то для плоского образца при тех же условиях это изменение не превосходит 10%. Максимальная плотность радиации имеет место в углах стержня.

Графики, представленные на рис. 1.10, рассчитаны для равномерного освечивания боковой поверхности образца. В реальных конструкциях осветителей с зеркальным отражением, характер распределения плотности радиации в образце сильно отличается от указанных. Расчет распределения плотности накачки в активных элементах чрезвычайно сложен. С различной степенью приближения он может выполняться на ЭВМ.

Поскольку эффективность осветителя сильно зависит от коэффициента отражения зеркальных покрытий [5], то одним из основных критериев удачного конструктивного решения является возможность обеспечения высокого коэффициента отражения отражателя при стойкости к излучению. Различные варианты конструктивного оформления зеркальных отражателей представлены на рис. 1.11. Эллиптические зеркала (рис. 1.11, а) выполнены из латунного листа толщиной 0,5 мм методом холодной штамповки с последующей полировкой мягкими кругами до 12—13-го класса чистоты. Нанесение толстого (0,1 мм) слоя серебра

и дополнительная полировка обеспечивают коэффициент отражения $\sim 90\%$ и позволяют производить 2—3-кратную подполировку по мере окисления серебра. Отражатели, изготовленные из алюминия и его сплавов, механически непрочны и имеют коэффициент отражения 70—75%. Алюминированные в вакууме стальные или латунные (рис. 1.1,

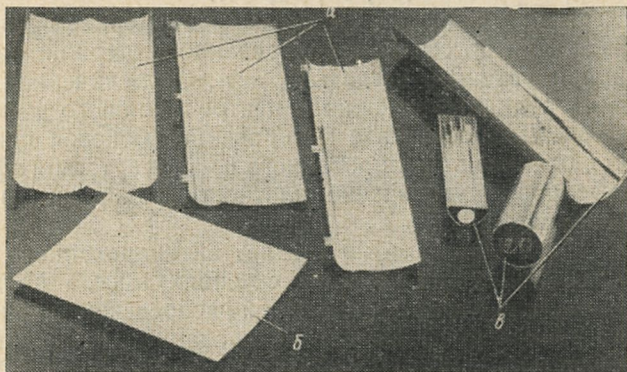


Рис. 1.11. Варианты конструктивного оформления отражателей.

IIб) листы с последующей защитой, например монооксидом кремния, имеют коэффициент отражения 84—90%.

При непосредственном контакте зеркального серебряного слоя с водой серебро быстро окисляется под действием атомарного кислорода, выделяющегося при мощном световом облучении воды в момент вспышки лампы. Зеркальный слой темнеет, поглощает большое количество световой энергии, перегревается и быстро выходит из строя [35].

Отражатели, изготовленные из стеклянных или кварцевых труб (рис. 1.1, IIв), имеют на внешней поверхности слой, состоящий из химически осажденного серебра, усиленного слоем гальванического серебра толщиной 150—200 мкм. В качестве защитного слоя применяют слой никеля с последующим нанесением толстого (0,1 мм) слоя меди. Промежуточный слой никеля снижает диффузию меди в серебро. Стекло или кварц позволяют легко получить 14-й класс чистоты. Осаждение серебра на прозрачную стеклянную подложку исключает прямой контакт зеркального слоя с воздухом или водой, что гарантирует хорошую прочность, высокий коэффициент отражения (93—96%)

и длительную эксплуатацию осветителя без снижения отражательной способности. Такие покрытия достаточно стойки в эксплуатации. Они выдерживают 60—100 тыс. вспышек при средней мощности 6 кВт без заметного ухудшения отражательной способности.

При плотностях энергии в осветителе свыше 50—80 Дж/см² серебряные покрытия начинают отслаиваться от стеклянной подложки после 50—200 вспышек.

В некоторых случаях на внешнюю или внутреннюю поверхность стеклянной или кварцевой трубы наносятся диэлектрические покрытия. Отражатели с диэлектрическими покрытиями позволяют повысить отражение в области полос поглощения активного тела, обеспечивая при этом пропускание в остальной области спектра. Это увеличивает эффективность накачки и снижает вредный нагрев активного тела. Стойкость осветителей с диэлектрическими покрытиями исследовалась в периодическом режиме при энергиях накачки до 1000 Дж, частотах повторения до 20 Гц и средней мощности 4—6 кВт [36]. После 10⁶ импульсов изменений спектральных характеристик диэлектрических отражающих покрытий не наблюдалось.

1.2. АКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

В качестве активной рабочей среды в твердотельных ОКГ могут применяться активированные ионные кристаллы стекла и органические соединения. В качестве активатора используются ионы переходных металлов, металлов редкоземельной группы и группы актинидов. В большинстве случаев ион активатора вводится путем изоморфного замещения иона основы. Структура энергетических состояний активных центров определяется в первую очередь природой атомов активатора. Наиболее полный перечень разработанных в настоящее время активных сред, их физико-химические свойства и технология выращивания даны в [37, 233, 234]. Известно более ста наименований активных сред на основе неорганических материалов с ионной структурой, которые могут быть возбуждены до состояния с отрицательным поглощением. Однако лишь немногие из них нашли широкое практическое применение. Это объясняется тем, что активная среда должна обеспечивать высокий к.п.д., малую угловую расходимость и стабильность излучения во

времени. Важным свойством активного материала является его способность работать при комнатной температуре. Основные спектроскопические требования, предъявляемые к лазерному материалу, приведены в работах [2, 73, 96, 234]. Наиболее широкое применение в настоящее время получили: рубин, различные сорта стекол, активированные трехвалентным неодимом, иттриево-алюминиевый гранат, активированный неодимом (ИАГ), и вольфрамат кальция, активированный неодимом. При «азотных» температурах удовлетворительные энергетические параметры имеют генераторы на основе флюорита, активированного двухвалентным диспрозием [37]. Спектроскопические свойства ак-

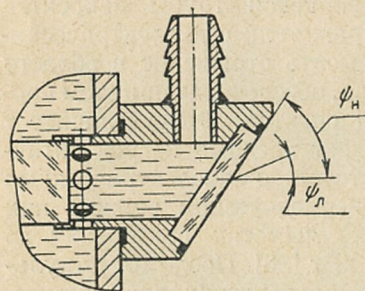


Рис. 1.12. Вариант крепления стержня с иммерсией.

тивированных лазерных кристаллов рассмотрены в обзоре [234]. В качестве активных сред для лазеров с большой выходной энергией и высокой импульсной мощностью используются преимущественно кристаллы рубина и стекло, активированное неодимом.

На характеристики излучения, кроме качества активного материала, могут влиять и некоторые параметры конструкции активного тела или его крепления.

В активных элементах хорошего качества и значительных размеров, даже при сравнительно невысокой накачке, может возникнуть самовозбуждение из-за отражения от торцов, мешающее накоплению высокой инверсной населенности. Для уменьшения отражения на торцах активного тела необходимо либо просветлить их, либо поместить в иммерсионную жидкость [76], как показано на рис. 1.12.

Подобрав иммерсионную жидкость так, чтобы ее коэффициент преломления был возможно ближе к коэффициенту преломления активного элемента, можно обратную связь уменьшить до нуля.

Такой способ крепления лучше сохраняет торец при больших мощностях и позволяет хорошо осветить концы активного элемента. Угол наклона окна ψ_n можно опреде-

лить по формуле

$$\psi_{\text{н}} = \arccos \left(\frac{n_{\text{с}}}{n_{\text{и}}} \sqrt{1 + n_{\text{и}}^2} \right), \quad (1.9)$$

где $n_{\text{с}}$ — показатель преломления стекла.



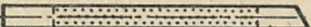

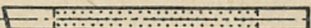
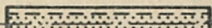
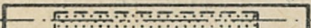
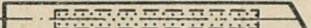
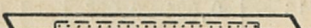
Угол отклонения выходного луча в этом случае будет равен:

$$\psi_{\text{л}} = \arcsin \frac{n_{\text{с}} (\sqrt{n_{\text{и}}^2 - n_{\text{с}}^2} - n_{\text{и}} n_{\text{с}} - 1)}{n_{\text{и}} (1 + n_{\text{с}}^2)}. \quad (1.10)$$

Однако рассмотренные методы находят ограниченное применение из-за неудовлетворительной стойкости просветляющих покрытий (порядка 100 Дж/см²) и потерь на поглощение в иммерсии. При высоких плотностях энергии более пригодны активные тела с торцами, скошенными под небольшим углом (2—5°), либо под углом Брюстера.

Рубин. В настоящее время промышленностью выпускаются активные элементы из синтетического рубина, технические требования и размеры которых установлены стандартами: ОСТ 3-24—70 и ОСТ 3-25—70.

Таблица 1.1.

Обозначение типа	Активный элемент
P	
$PЛ$	
$PЛ1Б$	
$PЛ2Б$	
$PЛС$	
$PЛО$	
$PЛОЛ$	
$PЛОЛ1Б$	
$PЛОЛ2Б$	

В соответствии с этими стандартами рубиновые элементы могут иметь конфигурацию, представленную в табл. 1.1.

Обозначение рубинового элемента состоит из указания типа (табл. 1.1) и его размеров, например РЛ1Б 10 × 120. Выпускаются рубины диаметром от 3,5 до 16 мм и длиной от 45 до 240 мм с ориентацией оптической оси в пределах от 60 до 90°. Боковая поверхность обрабатывается одним из следующих способов: шлифовкой в пределах 5—10 классов чистоты, механической полировкой, при которой достигается чистота поверхности не ниже 12-го класса, а также химической или шероховатой полировкой. Диаметр активного тела при механической полировке обрабатывается по скользящей посадке 4-го класса; при всех других видах обработки обеспечивается скользящая посадка 5 класса точности.¹

Непараллельность торцов у элементов типа Р, РЛ, РЛ2Б не превышает 10''. В зависимости от концентрации хрома, изменения показателя преломления, количества непроплавов и неплоскостности торцевых поверхностей рубиновые элементы подразделяются на три категории, представленные в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Категория	Диаметр рубинового элемента, мм	Средняя концентрация хрома, вес. %	Изменение показателя преломления × 10 ⁵	Количество непроплавов и пузырей		Общая неплоскостность торцевой поверхности (число интерференционных полос)
				не более 0,2 мм	не более 0,3 мм	
1	8	0,013—0,017	0,6	9	—	0,3
2	8	0,018—0,025	0,9	16	—	0,5
3	8	0,026—0,036	2,7	—	—	—
1	—	—	0,7	15	—	0,3
2	10	0,20—0,028	1,1	25	—	0,5
3	10	0,29—0,040	4,0	—	—	—
1	16	—	1,2	—	20	0,3
2		0,024—0,037	1,6	—	30	0,5
3		—	9,0	—	—	—

Диаграмма энергетических уровней активатора, зависимости времени жизни метастабильного уровня, длины волны и ширины линии излучения от температуры, спектр поглощения рубина, а также его основные физические константы приведены в [2,73].

Активные тела из рубина нашли широкое применение в лазерной технике благодаря тому, что рубин генерирует излучение в видимой области спектра, может работать при комнатной температуре, имеет высокую механическую прочность и порог разрушения. Однако кристаллы рубина обладают обычно значительной оптической неоднородностью. Источниками этой неоднородности являются дефекты кристаллической решетки (дислокации, блоки, плоскости скольжения, инородные включения, неравномерное распределение ионов хрома в образце). Наличие дефектов в кристаллах вызывает появление в них внутренних напряжений. Неравномерное распределение в объеме кристалла ионов трехвалентного хрома вызывает значительную неоднородность показателя преломления и появление деформации решетки, что вызывает аномальное двулучепреломление [38].

Исследование влияния оптической неоднородности активного материала на параметры лазерного излучения проводилось в ряде работ, например [39—42].

На угловую расходимость и деформацию волнового фронта наибольшее влияние оказывают механические напряжения и неравномерность концентрации хрома по сечению [43]. Существующая в настоящее время технология выращивания рубинов не обеспечивает равномерное распределение хрома в поперечном сечении образца. Центральная часть образца имеет меньшую концентрацию хрома и, следовательно, меньший, чем на периферии образца, коэффициент преломления n . Величина радиального градиента показателя преломления может составить величину от нескольких единиц в пятом десятичном знаке до единицы четвертого знака. Кроме того, может иметь место скачкообразное изменение показателя преломления на границах некоторых участков кристалла. В результате роста в кристалле возникают и внутренние деформации. Все это приводит к тому, что образец со взаимно параллельными торцами в оптическом отношении эквивалентен рассеивающей линзе. Плоская волна, проходя через активную среду, из-за радиального изменения показателя преломления, вызываемого

деформациями и неоднородностью концентрации хрома, в значительной степени искажается. Это приводит к повышенной расходимости лазерного луча и неоднородному распределению энергии в нем. В результате исследований, проведенных в [44], показано, в частности, что внутренние механические деформации образца оказывают наиболее сильное влияние на угловую расходимость луча, распределение интенсивности излучения и селекцию мод. Распределение и величина напряжений в кристаллах определяют измерением положений интерференционных полос в картинах двойного лучепреломления, которые определяются изменением оптической длины пути для обыкновенного и необыкновенного пучков зависимостью:

$$\Delta(n_0 - n_e) l_a = m_{\text{и}} \lambda, \quad (1.11)$$

где n_0 и n_e — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного пучков; l_a — длина активного тела; $m_{\text{и}}$ — порядок интерференции.

Величина напряжения ξ определяется следующей зависимостью:

$$\Delta(n_0 - n_e) = B_{\text{ф}} \xi, \quad (1.12)$$

где $B_{\text{ф}}$ — постоянная фотоупругости.

Величины напряжений, получаемые при использовании усредненного значения постоянной фотоупругости $B_{\text{ф}} = 0,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{кг}$ [45], равны: $\xi = 100 \text{ кг/см}^2$ для образцов низкого качества. Параметры внутренних напряжений в рубиновых стержнях являются удовлетворительным критерием при отборе образцов для одномодовой (ТЕМ_{00}) генерации. Образцы высокого качества ($\xi < 30 \text{ кг/см}^2$) обеспечивают генерацию одной поперечной моды в достаточно широком диапазоне накачки (25% выше порога) [44].

Величина механических напряжений в рубине зависит от плотности дислокаций и их расположения в объеме. Дислокации и их скопления образуются не только в процессе роста, но и при механической обработке кристалла. Механические напряжения вызывают двойное лучепреломление, и кристалл рубина становится двуосным [46]. Неоднородность напряжений в кристалле вызывает дополнительное искажение сферической волновой поверхности. Количественный и качественный характер дефектов достаточно индивидуален и может заметно изменяться для разных образцов.

Параметры рубина могут быть улучшены путем отжига. Для компенсации оптической неоднородности рубинового стержня можно обработать один из торцов стержня по сфере [47], ввести в резонатор положительную линзу [48], использовать сферическое зеркало [49], нанести сферу на одну из катетных граней призмы — отражателя [50].

Эффективность методов коррекции может быть проверена в каждом конкретном случае только путем испытания активного элемента на генерацию.

Одним из факторов, ограничивающих энергетические параметры лазера, является стойкость рубина к воздействию мощного излучения, при определенных плотностях которого начинается разрушение торцов или объема материала. Под действием лазерного излучения большой

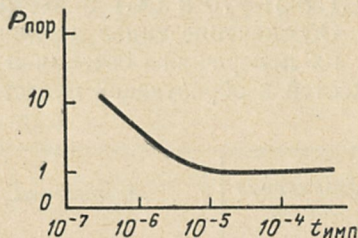


Рис. 1.13. Зависимость пороговой мощности поверхностного разрушения от длительности импульса излучения.

мощности в первую очередь разрушаются торцевые поверхности рубина. В соответствии с представлениями, развитыми в работе [51], разрушение торцевых поверхностей можно объяснить на основе механизма теплового разрушения при поглощении света на локальных поверхностных дефектах, например, микротрещинах, границах между блоками и т. п. В результате поглощения света поверхностными дефектами происходит их быстрое нагревание до температуры, при которой имеют место необратимые изменения (оплавление, трещины и т. п.). Порог поверхностного разрушения рубина зависит от длительности светового импульса, от дефектов и структуры поверхности торца.

Плотность пороговой мощности разрушения поверхности для рубиновых образцов с монокристаллической структурой поверхности в несколько раз выше, чем для рубинов с аморфной структурой поверхности. Тщательно полированная поверхность имеет более высокую поверхностную стойкость [52]. В диапазоне коротких импульсов пороговая мощность поверхностного разрушения $P_{\text{пор}}$ — пропорциональна $1/t_{\text{имп}}$, где $t_{\text{имп}}$ — длительность импульса; $P_{\text{пор}}$ —

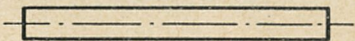

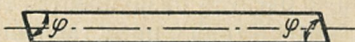

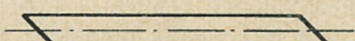

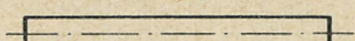

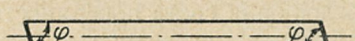

пороговая мощность поверхностного разрушения. График, представленный на рис. 1.13, показывает, что для длинных импульсов пороговая мощность не меняется и не зависит от $t_{\text{имп}}$. В области длинных импульсов пороговая величина поверхностного разрушения составляет примерно 10^6 Вт/см². Для коротких импульсов длительностью около 50 нс эта величина будет примерно равна 280 МВт/см² [53].

Объемная прочность рубина значительно выше поверхностной и составляет величину $3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² [54].

Стекло, активированное неодимом. Типы и размеры активных элементов из стекла, активированного неодимом, и их технические характеристики установлены стандартами ОСТ 3-31—70 и ОСТ 3-30—70.

Обозначение типов активных элементов в зависимости от их поперечного сечения и угла наклона торцевых плоскостей к образующей представлено в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Обозначение типа	Активный элемент	Сечение активного элемента
ЭНЦ-90		
ЭНЦ-φ		
ЭНЦ-Б		
ЭНП-90		
ЭНП-φ		

Обозначение активного элемента состоит из обозначения типа по табл. 1.3 с указанием в скобках его размеров, например: ЭНЦ-90 (8 × 100). Марки стекол, активированных неодимом, характеризуются показателем поглощения n_{λ} при длине волны $\lambda = 586$ нм и представлены в табл. 1.4.

Стандартные активные элементы из стекла, активированного неодимом, могут иметь диаметр от 5 до 60 мм и длину от 80 до 1200 мм.

Боковая поверхность, за исключением посадочных поясков, протравливается смесью плавиковой и серной кислот

с последующей кислотно-восковой защитой. Посадочные пояски обрабатываются по скользящей посадке четвертого класса. Для активных элементов с торцами под углом 90° к оси допустимая их непараллельность не превышает $10''$, а для активных элементов с торцами под другими углами не превышает $2''$. Качество стекла, активированного неодимом, определяется величиной неактивного поглощения (при $\lambda = 1060$ нм), размером и количеством пузырей, а также количеством твердых неметаллических включений, и по этим факторам оно разделяется на категории в соответствии с табл. 1.5.

Таблица 1.4

Марка стекла	Показатель поглощения, мм (при $\lambda = 586$ нм)
ГЛС-1	0,190
ГЛС-1П	0,190
ГЛС-2	0,185
ГЛС-3	0,47
ГЛС-4	0,41
ГЛС-4П	0,41

Свойства иона неодима в различных сортах стекол, спектр поглощения, зависимости интенсивности люминесценции от времени при различной концентрации Nd приведены в [55, 73].

Таблица 1.5

Категория	Показатель поглощения для $\lambda = 1060$ нм, см ⁻¹	Диаметр наибольшего пузыря в заготовке, мм	Среднее число пузырей более 0,1 мм (в 1 кг стекла)	Количество камней и кристаллов размером от 0,06 до 0,5 мм (в 1 кг стекла)
1	0,002	—	—	Не допускается 10
2	0,004	—	—	
3	0,006	0,2	—	
4	—	0,3	—	—
5	—	0,5	—	—
6	—	0,7	—	—
7	—	1,0	—	—
A	—	—	10	—
B	—	—	30	—
V	—	—	100	—

Применение стекла в качестве матрицы активного материала позволяет изготовить активные тела значительных размеров с очень высокой оптической однородностью. Это свойство стекла делает его наиболее предпочтительным материалом для применения в лазерах с большими выходными энергиями и в оптических усилителях.

К сожалению, стекло не обладает высокой термостойкостью и хорошей теплопроводностью. В периодическом режиме, когда интервал между вспышками мал, в активном материале возникают напряжения, которые могут привести к разрушению стекла. Большие тепловыделения, возникающие при накачке из-за неактивного поглощения, вызывают деформацию активного элемента, в результате чего первоначальные свойства среды искажаются и ухудшаются параметры излучения. Неоднородное распределение накачки в стержне приводит к перепаду температур и неоднородному распределению инверсии по его сечению, а это, в свою очередь, приводит к изменению оптической длины пути и к возникновению в среде двойного лучепреломления [58]. Это явление, характерное для твердотельных лазерных материалов, в стекле проявляется особенно заметно, так как в невозбужденном состоянии стекло отличается чрезвычайно высокими оптическими качествами и почти полным отсутствием анизотропии. Наведенное двулучепреломление оказывает влияние на распределение интенсивности по сечению луча и на поляризацию.

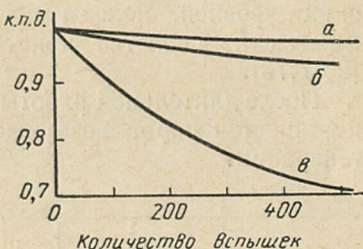
Эффект термических искажений существенно зависит от конфигурации активного тела. В работе [57] показана возможность изготовления стекла, у которого в образцах прямоугольного сечения термические искажения для плоскополяризованного излучения будут отсутствовать, так как в стержнях прямоугольного сечения возникают преимущественно линейные градиенты температур. В связи с этим при формировании плоскополяризованного излучения больших энергий целесообразно использовать в усилителях стеклянные активные тела прямоугольного сечения, где наведенное двулучепреломление меньше сказывается [58].

У стекол, активированных неодимом, световая накачка и собственное излучение могут вызывать шелушение боковой поверхности, разрушение поверхности торца и объемное разрушение. Из-за сильного поглощения ультрафиолетового излучения поверхностный слой стеклянного образца толщиной 20—60 мкм вдвое ослабляет ультрафиолетовую часть излучения с $\lambda \leq 330$ мкм [59], а в балансе световой энергии импульсной лампы эта доля составляет 10% [60]. При отсутствии охлаждения тепловыделение в поверхностном слое резко возрастает до 10^3 Дж/см³ и поверхностный слой разогревается до температуры 800° С, что приводит к шелушению боковой поверхности.

Другим недостатком стекла, активированного неодимом, является его фотохимическая неустойчивость. Под действием ультрафиолетового излучения, проникающего в активное тело, происходит восстановление трехвалентного железа в двухвалентное, которое поглощает излучение длиной волны 1,06 мкм. В результате происходит «старе-

Рис. 1.14. Изменение [к. п. д. лазера при фильтрации излучения накачки:

a — фильтр ТФ-105; *б* — фильтр ЛК-318; *в* — без фильтра.



ние» материала, т. е. постепенное снижение генерационных характеристик стекла вплоть до исчезновения генерации. Применение фильтрующих растворов [61] или специальных стеклянных фильтров, поглощающих часть спектра, короче 400 мкм, может значительно уменьшить изменение характеристик стекла из-за воздействия ультрафиолетового излучения (рис. 1.14) [62].

Одним из факторов, ограничивающих мощность генерируемого излучения, являются процессы поглощения собственного излучения на микропримесях в объеме и на поверхности стекла, а также эффекты самофокусировки [65—67]. Микровключения платины, диффундирующие в процессе варки в массу стекла, поглощают лазерное излучение, в результате чего происходит быстрый и локальный разогрев, приводящий к термоупругим деформациям и растрескиванию образца. Величина пороговой энергии, вызывающей объемное разрушение образца из-за микровключений, зависит от их ориентации и величины, а также от параметров импульса (энергии, длительности). Величина пороговой энергии объемного разрушения при длительности импульса ~ 50 нс составляет 4—6 Дж/см² [68].

При отсутствии микровключений прочность стекла существенно возрастает и увеличение плотности энергии в этом случае ограничивается эффектами самофокусировки. В результате явления самофокусировки плотность светового потока может достигать величины $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см², что является достаточным для разрушения однородного стекла, например К-8 [69].

Флюорит. Кристаллы флюорита, активированные двухвалентным диспрозием, являются подходящими материалами для лазеров с непрерывной и высокочастотной генерацией вследствие низких порогов, большого усиления и удовлетворительной термостойкости. Структура энергетических уровней, полосы поглощения, а также некоторые физические свойства кристалла приведены, например, в [2,37,73].

После длительной работы у этого кристалла значительно повышается порог возбуждения, вплоть до исчезновения генерации.

Таблица 1.6

Активная среда	Концентрация активатора	Длина волны излучения, мкм	Ширина спектра генерации, см ⁻¹		К. п. д., % (свободная генерация)	Показатель преломления	Литература
			$T = 300\text{K}$	$T = 77\text{K}$			
Рубин	0,03—0,05 мол	0,69	21	0,3	2	1,76	[2, 73]
Стекло, активированное неодимом	2—6, вес	1,06	44,2—88,5	—	6	1,55	[2, 73]
Иттриево-алюминиевый гранат	3 мол	1,06	6,5	1—1,5	2	1,83	[73, 74]
Флюорит кальция	0,02 мол	2,36	—	0,01	1,3	1,42	[2]
Вольфрамат кальция	2 мол	1,058	—	0,2—0,5	1,7	1,92	[75]

Иттриево-алюминиевый гранат. Спектроскопические свойства кристалла и его основные физико-химические постоянные приведены в работе [37]. Кристаллы иттриево-алюминиевого граната имеют низкую пороговую энергию

возбуждения при комнатной температуре, высокую механическую прочность и хорошую теплопроводность. Это делает их наиболее перспективными для использования в непрерывных и высокочастотных лазерах. В работе [22] сообщается о генераторе непрерывного излучения с выходной мощностью 220 Вт и к.п.д. порядка 2%, а в работе [71] — о генераторе на гранате с частотой 5 кГц и средней мощностью 1 Вт. Применение граната в мощных генераторах ограничивается низким порогом разрушения этого материала. В табл. 1.6 приведены некоторые характеристики активных сред.

1.3. ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Пространственное распределение, спектральный состав, направленность излучения и другие характеристики лазера во многом определяются оптическими элементами, образующими лазерный резонатор. В качестве оптических элементов резонатора могут применяться зеркала, резонансные отражатели, призмы, призмённые блоки, диафрагмы.

Зеркала. Очевидно, что зеркала резонатора должны иметь малые потери на поглощение и рассеяние, быть стойкими к излучению, а также к механическим и климатическим воздействиям, в ряде случаев должны иметь высокий коэффициент отражения. Зеркала для параметрических генераторов, кроме того, должны быть широкополосными. В лазерной технике нашли применение плоские, цилиндрические, сферические и асферические зеркала с металлическими или диэлектрическими отражающими покрытиями.

Зеркала с металлическими отражающими покрытиями обладают рядом существенных недостатков. Отражающая способность алюминия и серебра составляет 90, 95% соответственно. Алюминиевый слой, нанесенный на поверхность стекла, механически не прочен, и его следует защищать прозрачной диэлектрической пленкой. У зеркал, полученных химическим осаждением серебра из раствора, стеклянная подложка является защитным слоем. Такие зеркала имеют более высокую механическую прочность и более стойки к мощному излучению. Тем не менее потери на поглощение в металлических покрытиях достаточно велики (10—15%), что вызывает их разрушение при мощных световых воздействиях.

Диэлектрические покрытия могут обеспечить высокие коэффициенты отражения зеркала (почти до 100%) при поглощении порядка долей процента.

Диэлектрические зеркала получают путем последовательного нанесения на подложку чередующихся слоев с высоким и низким коэффициентом преломления. В качестве подложки можно использовать стекло, кварц и другие прозрачные для излучения лазера материалы. Диэлектрические зеркала изготавливаются в основном следующими способами: термическим испарением в глубоком вакууме, например ZnS и MgF_2 , химическим способом путем центрифугирования растворов и катодным распылением в атмосфере кислорода. Число материалов, пригодных для использования в качестве покрытия, довольно ограничено. В настоящее время применяются покрытия из сернистого цинка (высокопреломляющее вещество) в паре с фтористым магнием или фтористым стронцием (низкопреломляющее вещество) [77, 78].

Стойкость зеркал в значительной мере определяется качеством рабочей поверхности подложки. Как показано в [79], реализовать все преимущества диэлектрических покрытий можно только в случае высококачественного изготовления и тщательной подготовки подложки.

Чистота обработки рабочей поверхности подложки влияет, в частности, и на величину коэффициента отражения многослойных отражателей. Так, например, для получения коэффициента отражения выше 99% для $\lambda = 0,7$ мкм высота микронеровностей отражающей поверхности не должна превышать 50 \AA , что требует обработки поверхности не хуже $1/150 \lambda$. Подложка перед нанесением покрытия тщательно очищается путем промывки с последующей электронной или ионной бомбардировкой в вакууме [80]. Для повышения адгезии покрытия с материалом подложки последняя перед покрытием обрабатывается крокусом.

Диэлектрические зеркала разрушаются под действием излучения, при этом поверхностный слой либо выгорает, либо отслаивается от подложки. Прочность покрытия определяется технологией и веществом покрытия. Предельные плотности мощности, которые выдерживают зеркала для рубиновых лазеров, представлены в табл. 1.7 [53].

При этом средняя по сечению плотность мощности примерно в 4 раза ниже плотности мощности, указанной в таблице. Стойкость покрытий зависит от числа слоев, темпера-

Таблица 1.7

Тип покрытий	Способ нанесения покрытия	Пороговая плотность мощности, МВт/см ²
Сапфир полированный и покрытый слоем SiO ₂	Катодное распыление	230
Диэлектрическое зеркало 15-слойное	Вакуумное испарение	90
То же	Катодное распыление	180

туры подложки при нанесении, чистоты исходных материалов, наличия дефектов в структуре пленки и от ориентации микрокристаллов пленки [82]. Наибольшим порогом разрушения обладает однослойное покрытие. С увеличением числа слоев увеличивается размер микрокристаллов, порог разрушения уменьшается и у 5—6-слойных покрытий приближается к своему минимальному значению. Дальнейшее увеличение числа слоев заметного снижения порога не вызывает. Известны вещества, например окись свинца, у которых показатели преломления выше, чем у сернистого цинка. Это позволяет получить зеркала с высоким коэффициентом отражения при меньшем количестве слоев. Экспериментальное значение предельных плотностей энергии для покрытия из окиси свинца и криолита при воздействии излучения рубинового лазера (свободная генерация) представлено в табл. 1.8 [83].

Таблица 1.8

Число слоев	Коэффициент отражения	Предельная * плотность, Дж/см ²	Коэффициент отражения	Предельная ** плотность, Дж/см ²
1	40	680	44	2100
5	86	500	90	1400
7	95	360	97	1300
9	97	320	99	640

* Покрытия нанесены при температуре подложки 20° С.

** Покрытия нанесены при температуре подложки 200° С.

Более низкая стойкость покрытия из окиси свинца и криолита вызвана, по-видимому, тем, что окись свинца имеет более низкую температуру плавления (888°C), чем сернистый цинк.

Не обнаружено существенной разницы в стойкости диэлектрических покрытий при воздействии на них излучения со стороны подложки или внешней стороны. Величина пороговой энергии разрушения диэлектрических покрытий наиболее сильно зависит от длительности импульса излучения. Так, при длительности импульса излучения порядка 600 мкс пороговая прочность диэлектрических зеркал с вакуумным покрытием для излучения с длиной волны $\lambda = 1060$ нм составляет величину около 2000 Дж/см^2 . Для импульсов длительностью около 30 нс пороговая плотность мощности составит 30 МВт/см^2 .

Увеличение длительности импульса излучения с десятков наносекунд до сотен микросекунд эквивалентно увеличению пороговой плотности энергии на три порядка.

Резонансный отражатель. В качестве выходного зеркала резонатора в ряде случаев используется резонансный отражатель, представляющий собой набор плоско-параллельных прозрачных диэлектрических пластин без покрытий, разделенных воздушным промежутком. Интерференционные явления, возникающие при многократном отражении света от пластин такого рефлектора, приводят к зависимости его коэффициента отражения от частоты излучения. Максимальный коэффициент отражения системы, состоящей из m_{Π} пластин равной толщины, которая, как и толщина одинаковых воздушных промежутков, равна некоторому нечетному целому числу $\lambda_0/4$ (λ_0 — длина волны излучения в вакууме), определяется [85] выражением

$$r_{\text{макс}} = \left(\frac{1 - n^{2m_{\Pi}}}{1 + n^{2m_{\Pi}}} \right)^2, \quad (1.13)$$

где m_{Π} — число пластин.

Зависимость коэффициента отражения от числа пластин и показателя преломления приведена на рис. 1.15, а. Зависимость коэффициента отражения одной пластины толщиной D с равными коэффициентами отражения обеих поверхностей ($r_1 = r_2 = r$) от частоты излучения падающего света ν имеет следующий вид:

$$R(\nu) = \frac{4r \sin^2(2\pi n D \nu)}{(1-r)^2 + 4r \sin^2(2\pi n D \nu)} \quad (1.13a)$$

и является периодической функцией частоты излучения. Частотный интервал $\Delta\nu_p$ между соседними максимумами отражения равен

$$\Delta\nu_p = (2nD)^{-1}. \quad (1.14)$$

Частотная зависимость коэффициента отражения многопластинчатого отражателя является сложной функцией,

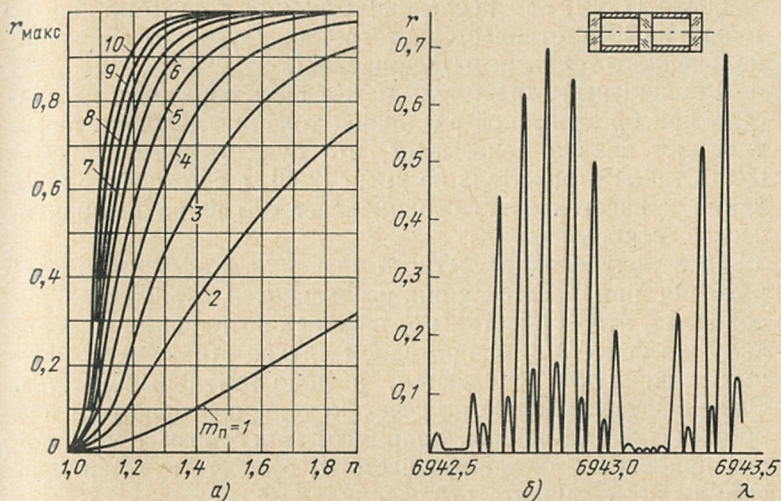


Рис. 1.15. Зависимость максимального коэффициента отражения резонансного отражателя от показателя преломления и числа пластин (а) и зависимость коэффициента отражения 3-пластинчатого резонансного отражателя от длины волны излучения (б).

характер которой зависит от числа пластин, и определяется с помощью теории четырехполюсников [86] или обычных уравнений оптики тонких пленок, решаемых с помощью ЭВМ [227].

Частотный интервал между максимумами отражения многопластинчатого рефлектора определяется наименьшей в системе толщиной (пластины или воздушного промежутка) и так же, как для одной пластины, равен $\Delta\nu_p = (2D)^{-1}$. Зависимость коэффициента отражения резонансного отражателя из трех стеклянных пластин ($n \simeq 1,51$) толщиной 2,5 мм от длины волны, рассчитанная с помощью методов оптики тонких пленок, представлена на рис. 1.15, б [226].

Следует отметить, что для отражателя из двух пластин можно пользоваться приближенной оценкой частотных интервалов. Так, для отражателя из двух пластин толщиной $D_1 = 2,0$ мм ($n \approx 1,79$) и воздушного промежутка $D_2 = 25$ мм частотный интервал между основными максимумами для $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ равен $\Delta\nu_1 = (2D_1)^{-1} = 0,67 \text{ \AA}$, а интервал между дополнительными максимумами $\Delta\nu_2 = (2nD_2)^{-1} = 0,069 \text{ \AA}$ [1.32]. Эта последняя величина только приблизительно на 10% отличается от соответствующего значения, полученного точными методами [226].

Резонансный отражатель может быть образован из пластин или промежутков различной толщины. Однако теоретический анализ показывает, что существенных преимуществ такой отражатель не имеет [226], а сложность требований к изготовлению ограничивает его широкое практическое использование.

Для получения расчетного значения коэффициента отражения при изготовлении резонансного отражателя необходимо, чтобы пластины отличались по толщине на величину не более $\lambda/8$. В противном случае отражение основных максимумов снижается, а дополнительных растет. Однородное изменение по сечению толщины пластины или промежутка (вызванное, например, изменением температуры) приводит к смещению частоты, соответствующей максимуму коэффициента отражения.

Если точность изготовления пластин или кольцевых прокладок оказывается хуже величины $\lambda/4$, коэффициент отражения такой системы равен сумме френелевских коэффициентов отражения всех поверхностей. Такое устройство (называемое стопой) используется в качестве выходного отражателя резонатора в тех случаях, когда отсутствует необходимость селекции мод. Отражатели, состоящие из набора пластин, имеют высокую стойкость к мощному излучению, определяемую порогом разрушения материала пластин. В табл. 1.9 представлены пороговые энергии разрушения некоторых материалов.

В табл. 1.10 показана зависимость поверхностной прочности стекла от качества обработки поверхности [152] при воздействии излучения основного поперечного типа колебаний рубинового лазера с модуляцией добротности.

В некоторых случаях в качестве выходных отражателей резонатора применяют набор плоскопараллельных стеклянных пластин равной толщины, но переменного сечения.

Таблица 1.9

Тип стекла	Длина волны излучения, мкм	Порог разрушения при свободной генерации		Порог разрушения при моноимпульсном режиме		Литература
		плотность энергии, Дж/см ²	плотность мощности, Вт/см ²	плотность энергии, Дж/см ²	плотность мощности, Вт/см ²	
Плавленый кварц	0,69	—	—	220	$1,4 \cdot 10^{10}$	[230]
Крон	0,69	—	—	133	$0,89 \cdot 10^{10}$	[230]
Белый крон	0,69	—	—	350	$50 \cdot 10^{10}$	[231]
Боросиликатный крон	0,69	—	—	500	$71 \cdot 10^{10}$	[231]
Тяжелый баритовый крон	0,69	—	—	500	$71 \cdot 10^{10}$	[231]
Сверхтяжелый флинт	0,69	—	—	40	$0,56 \cdot 10^{10}$	[231]
Крон	1,06	15 000	$16,5 \cdot 10^6$	—	—	[232]
Баритовый крон	1,06	13 500	$14 \cdot 10^6$	—	—	[232]
Тяжелый крон	1,06	7 000	$8,7 \cdot 10^6$	—	—	[232]
Тяжелый флинт	1,06	10 000	$11,7 \cdot 10^6$	—	—	[232]
Флинт	1,06	9 200	$11,5 \cdot 10^6$	—	—	[232]
Легкий флинт	1,06	7 500	$9,5 \cdot 10^6$	—	—	[232]

Такие отражатели имеют переменное по сечению стержня пропускание [88] и могут применяться в лазерах с неравномерным распределением инверсной населенности, что позволяет, в некоторой степени, компенсировать ее путем согласования усиления и потерь по сечению стержня. Они уменьшают разброс во времени возникновения генерации между различными участками поперечного сечения стержня, в результате чего сокращается длительность импульса и уменьшается расходимость излучения.

Таблица 1.10

Материал	Качество обработки поверхности	Порог поверхностного разрушения, Дж/см ²
Стекло К-8	Особо тщательная полировка	190 ± 25
Стекло К-8	Обычная механическая полировка	87 ± 8
Стекло К-8	Шлифовка	$9 \pm 0,6$

Призмы. Применение призмы-крыши в малорасходящемся пучке позволяет отказаться от отражающих покрытий и использовать явление полного внутреннего отражения на катетных гранях. Это позволяет увеличить допустимую плотность мощности в резонаторе лазера и, кроме того, из-за четного количества отражения луча в призме делает ее

нечувствительной к развороту в одном направлении. Поэтому призма-крыша широко используется в лазерах с модулированной добротностью, где плотность мощности в резонаторе высока и требуется повышенная стойкость оптических деталей к воздействию светового излучения. Применение призмы-крыши, кроме того, способствует выравниванию плотности лазерного излучения по сечению активного образца, так как луч, выходящий из активного тела, после отра-

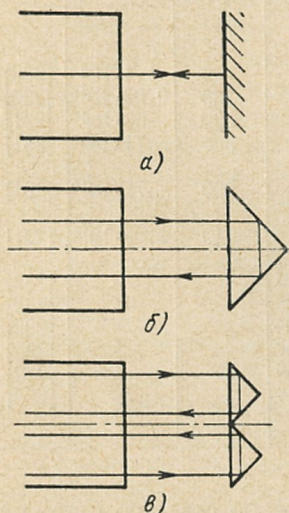


Рис. 1.16. Элементы резонатора:

а — зеркало; б — призма-крыша; в — две призмы-крыши.

жения от зеркала многократно проходит по одному и тому же пути в активном материале (рис. 1.16, а), в результате чего особенно отчетливо проявляется неоднородность поля излучения, развивается нитевидная структура излучения с высокой локальной плотностью, которая может привести к разрушению отражающего слоя, а при замене зеркала призмой (рис. 1.16, б) каждый луч в активном теле проходит по двум различным направлениям. Если вместо одной призмы использовать две [88], то из рис. 1.16, в видно, что излучение центральной части стержня после отражения от призмы проходит по периферийной части активного элемента. В результате усредняется плотность энергии излучения по сечению активного элемента, компенсируется регулярная часть оптической неоднородности.

При наличии пирамидальности (непараллельность ребра крыши гипотенузной грани) наблюдаются потери излучения при отражении от гипотенузной грани призмы.

Получаемая величина потерь зависит от материала призмы и может составлять 8—9%. Этот недостаток устраняется применением призмы, гипотенузная грань которой расположена под углом Брюстера (рис. 1.17). Такая призма обладает и селективными свойствами. Отраженный луч совпадает по направлению с падающим только в том случае, если после преломления на входной грани лучи распространяются в плоскости, перпендикулярной ребру призмы, а это возможно только для лучей определенной длины волны. излу-

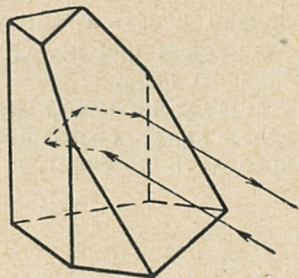


Рис. 1.17. Призма-крыша с передней гранью, срезанной под углом Брюстера.

чение другой длины волны после отражения от катетных граней выйдет из призмы под углом к первоначальному направлению и поэтому сколько-нибудь значительного развития не получит.

Основное требование, предъявляемое к призмам как элементам резонатора, заключается в том, чтобы направление отраженного луча совпадало с падающим. Призма, у которой прямой угол выполнен с ошибкой, вызывает смещение луча в плоскости, перпендикулярной ее ребру. Пирамидальность призмы приводит к смещению отраженного луча в плоскости ребра крыши. Призма-крыша, у которой прямой угол изготовлен с ошибкой, равной δ , вызывает отклонение выходного луча на угол $\Delta\psi$ [89]:

$$\Delta\psi = 2 \left(n \frac{\cos i'_{\text{прел}}}{\cos i_{\text{пад}}} - 1 \right) \delta + 2\delta, \quad (1.15)$$

где $i_{\text{пад}}$, $i'_{\text{прел}}$ — углы падения и преломления луча на входной грани призмы; n — показатель преломления. Если луч падает нормально к входной грани, то

$$\Delta\psi = 2n\delta. \quad (1.16)$$

Для призмы с углом Брюстера $i'_{\text{прел}} + i_{\text{пад}} = 90^\circ$, поэтому

$$\Delta\psi = 2n^2\delta. \quad (1.17)$$

Предельная величина отрицательной ошибки прямого угла

$$\delta \leq \frac{d_a}{8n^2 \sqrt{2} L}, \quad (1.18)$$

где d_a — диаметр активного тела; L — длина резонатора; n — коэффициент преломления призмы.

Допуск на изготовление прямого угла призмы целесообразно давать отрицательным; при этом он может быть больше, чем при положительном допуске, и не зависит от величины $m_{\text{отр}}$.

Полное число отражений луча до выхода его из резонатора — $m_{\text{отр}}$, состоящего из зеркала и призмы, можно определить по формуле [90]

$$m_{\text{отр}} = d_a / L\delta. \quad (1.19)$$

Для резонатора, состоящего из двух плоских зеркал, число отражений луча, падающего на зеркало под углом $i_{\text{пад}}$, можно определить по формуле

$$m_{\text{отр}} = d_a / 2Li_{\text{пад}}. \quad (1.20)$$

График зависимости $m_{\text{отр}}$ от $i_{\text{пад}}$ представлен на рис. 1.18. Пунктирная часть кривой соответствует резонатору с пло-

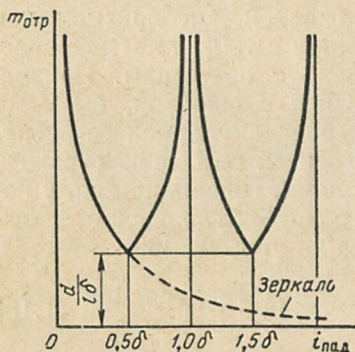


Рис. 1.18. Зависимость числа отражений луча в резонаторе от угла между лучом и осью резонатора.

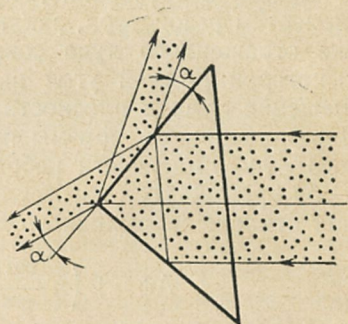


Рис. 1.19. Призма-крыша с переменной отражательной способностью.

скими зеркалами, сплошная — резонатору с плоским зеркалом и призмой. Из графика видно, что при $i_{\text{пад}} = \delta$, 2δ в резонаторе с призмой образуются замкнутые ходы, при которых лучи не выходят через боковые стенки резонатора.

Видно также, что лучи, идущие под углом, меньшим 2δ , в резонаторе с призмой будут иметь примерно втрое большее количество проходов до выхода из резонатора, чем в резонаторе с плоскими зеркалами.

Пирамидальность призмы вызывает отклонение луча, вышедшего из призмы, на угол

$$\gamma = 2(m_{\text{отр}} - 1)\delta_{\text{пир}}. \quad (1.21)$$

Допустимая угловая величина пирамидальности имеет величину

$$\delta_{\text{пир}} \leq \frac{d_a}{2\sqrt{2}(n-1)(m_{\text{отр}}+1)^2 L m_{\text{отр}}}, \quad (1.22)$$

где $m_{\text{отр}}$ — число проходов луча.

В работе [92] исследована призма-крыша в качестве выходного отражателя резонатора. В данной конструкции (рис. 1.19) используется изменение отражательной способности стекла вблизи угла полного внутреннего отражения.

Отражательная способность такой призмы резко меняется при повороте вокруг ребра. При изменении угла падения на несколько градусов отражательная способность изменится от нескольких процентов до 100%. Коэффициент отражения может плавно меняться, что обеспечивает подбор оптимального его значения для любого режима работы. Из призмы выходят два световых пучка одинаковой интенсивности, но распространяющиеся во взаимно противоположных направлениях. Пространственное распределение пучка сжато в направлении, перпендикулярном ребру крыши, на величину, пропорциональную $\lg \alpha$.

У призм полного внутреннего отражения при больших плотностях отраженного светового потока разрушаются в первую очередь те поверхности, на которых происходит полное внутреннее отражение.

В работе [228] показано, что при определенном расположении призмы в световом потоке в ряде случаев можно избежать преждевременных ее разрушений. Падающий и отраженный пучки образуют вблизи поверхности отражения стоячие волны. В пучностях напряженности полей E падающего и отраженного пучков складываются геометрически. Если направление вектора E падающей волны образует с катетной гранью призмы (в плоскости падения) угол $\sim 45^\circ$, то напряженность поля в пучности будет $\sqrt{2} \cdot |E|$. Если направление вектора E будет параллельно катет-

ной грани, то в этом случае напряженность поля в пучности будет $2|E|$.

Для уменьшения угла расхождения лазерного излучения могут применяться призмённые отражатели, в которых использовано явление полного внутреннего отражения вблизи предельного угла. В [229] исследована работа ромбовидной призмы, в которой луч четыре раза отражается под углом,

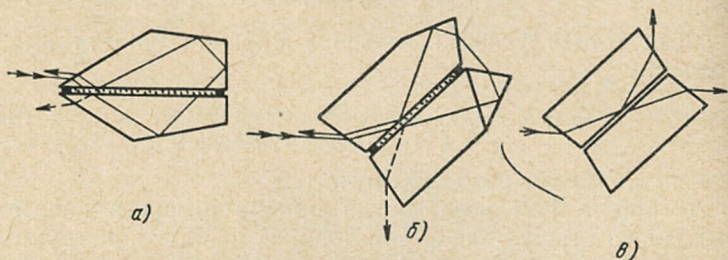


Рис. 1.20. Призмённые блоки с переменной отражательной способностью. Отраженный луч возвращается параллельно входящему: после нечетного числа отражений (а) и четного числа отражений (б). Блок с разделением лучей (в).

близким к предельному. Лучи, падающие на отражающую поверхность под меньшим углом, при четырехкратном отражении резко ослабляются.

При использовании в резонаторе ромбовидной призмы плотность светового потока в телесном угле значительно возрастает.

Призмённые блоки [91], представленные на рис. 1.20, также применяются в качестве отражателей резонатора. Они имеют высокую отражательную способность, выдерживают значительные плотности мощности (1 ГВт/см^2), позволяют плавно регулировать коэффициент отражения в диапазоне от 0 до 1 для излучения в широком спектральном диапазоне. Отражатели выполнены в виде двух призм, разделенных тонким ($\sim 2 \text{ мкм}$) слоем иммерсии (вода, метанол). Пучок, вошедший в призму, в результате нарушенного полного внутреннего отражения на поверхности раздела расщепляется на два пучка, которые циркулируют в противоположных направлениях и снова объединяются непосредственно перед выходом из призмы. Луч, выходящий параллельно входящему, может претерпевать либо нечетное (рис. 1.20, а), либо четное (рис. 1.20, б) количество отражений. Это различие в конструкции призмённых блоков

определяет особенности их свойств. При четном количестве отражений отраженный пучок не разделяется в поперечном направлении. При нечетном количестве отражений отраженный пучок разделяется в поперечном направлении, что может быть использовано для селекции поперечных мод.

Изменение коэффициента отражения можно производить либо подбором коэффициента преломления жидкости, либо изменением угла падения входящего луча. Отражатели подобного типа требуют чрезвычайно тщательного изготовления элементов призм, кроме того, герметизация слоя жидкости представляет значительные трудности.

Призмный блок, изображенный на рис. 1.20, в, может использоваться в качестве выходного отражателя, например в кольцевом резонаторе. В этом отражателе призмы разделяются тонким воздушным промежутком, толщина которого (в пределах долей длины волны излучения) определяется необходимым пропусканием. Луч входит в призмный блок под углом Брюстера и на поверхности раздела расщепляется на два, один из которых, отразившись, выходит из призмного блока под прямым углом к падающему, а другой проходит через воздушный слой и выходит из призмы в направлении, параллельном падающему.

Диафрагмы. В лазерных резонаторах при сравнительно небольших мощностях излучения применяются диафрагмы, представляющие собой отверстия в экране из непрозрачного металла (рис. 1.21, а). При больших мощностях излучения происходит разрушение материала по краям отверстия. Для предотвращения разрушения материала экрану вблизи от-

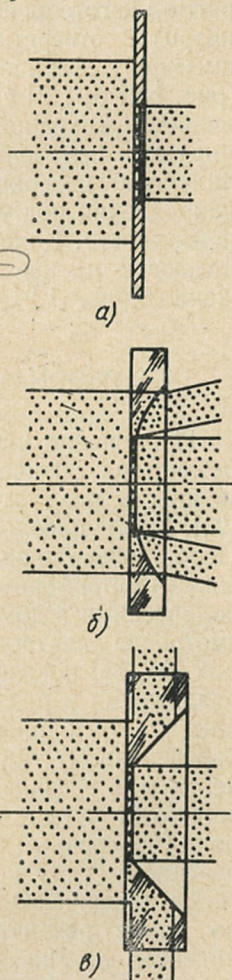


Рис. 1.21. Типы диафрагм.

верстия может быть придана форма сферической или конической поверхности, которая полируется для получения высокого коэффициента отражения. Высокую стойкость к воздействию мощного лазерного излучения имеет диафрагма, изготовленная из прозрачного материала (стекло, кварц) с отверстием для прохода излучения и фаской, имеющей сферическую или коническую конфигурацию (рис. 1.21 б, 1.21 в). Плоская поверхность такой диафрагмы является «входной». Через отверстие проходит диафрагмируемое излучение, а излучение, проходящее через криволинейную поверхность, отклоняется от первоначального направления под углом, определяемым радиусом кривизны поверхности. Коническая поверхность отражает излучение, падающее на нее под углом полного внутреннего отражения (рис. 1.21, в).

1.4. РЕЗОНАТОРЫ

Применение интерферометра Фабри — Перо в качестве резонатора оптического квантового генератора дает возможность получить направленное когерентное излучение [93]. Кроме плоскопараллельного интерферометра Фабри — Перо в качестве оптического резонатора могут быть использованы интерферометры, образованные сферическими, параболическими и другими поверхностями. Теоретическое рассмотрение электромагнитного поля в различных резонаторах [94, 95] показывает, что его можно представить в виде разложения в ряд по некоторой системе функций, зависящих от трех индексов. Каждое слагаемое соответствует определенному типу колебаний (или, как говорят еще иначе, моде) и обозначается $ТЕМ_{mnq}$. Первые два индекса соответствуют функциям, описывающим поперечную структуру поля (поперечный тип колебаний) — $ТЕМ_{mn}$. Каждому поперечному типу колебаний соответствует ряд продольных типов, различающихся числом полувольт, укладывающихся по длине резонатора. Эти колебания характеризуются индексом q . Любому типу колебаний соответствует своя частота ν_{mnq} . Фактически реализуемое число продольных мод в ОКГ определяется шириной линии люминесценции активного тела и типом резонатора. Подробное рассмотрение свойств резонаторов и обширная библиография по этим вопросам содержится в ряде монографий и обзоров [73,

96—98]. Ниже рассмотрены основные факторы, определяющие поперечную и продольную структуру электромагнитного поля в резонаторах.

Поперечная структура связана с дифракцией излучения, возникающей при отражении от зеркал, дифракцион-

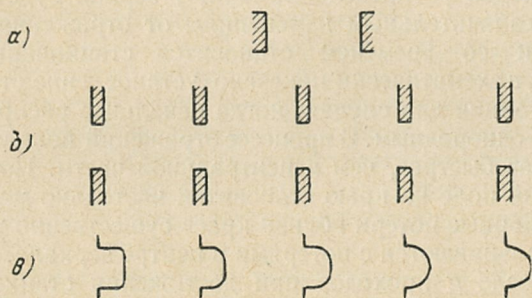


Рис. 1.22. Интерферометр Фабри — Перо (а), аналог передающей среды (б) и схематическое изменение поперечного распределения поля с увеличением числа его проходов между зеркалами (в).

ными потерями на элементах, ограничивающих апертуру луча, и т. п.

Влияние дифракции на распределение электромагнитного поля в резонаторе впервые было исследовано на основе принципа Гюйгенса — Френеля в работе [94], согласно которой попеременное отражение излучения от зеркал резонатора можно уподобить распространению волны в передающей среде, содержащей бесконечный набор соосных идентичных отверстий на эквидистантных, параллельных, абсолютно поглощающих черных перегородках (рис. 1.22). Это справедливо, если размеры зеркала велики по сравнению с длиной волны, а электромагнитное поле очень близко к поперечному и однородно поляризовано в одном направлении. Тогда поле u_p в зоне Френеля, обусловленное освещенным отверстием A , описывается поверхностным интегралом:

$$u_p = \frac{jk}{4\pi} \int_A u_a \frac{e^{-jkR}}{R} (1 + \cos \chi) dS, \quad (1.23)$$

где u_a — поле на отверстии; k — постоянная распространения в среде; R — расстояние от точки на отверстии до точ-

ки наблюдения; χ — угол между радиусом-вектором R и нормалью к плоскости отверстия. При отражении излучения от зеркал резонатора в любой момент поле у одного зеркала, связанное с полем, отраженным от другого зеркала, описывается выражением (1.23). После многочисленных проходов распределение поля у зеркал будет подвергаться незначительным изменениям от отражения к отражению и со временем становится стационарным. На рис. 1.22, в схематически показано установление стационарного состояния для случая, когда начальное распределение является однородным. В процессе отражений поле изменяется у краев быстрее, чем в центральной части. После ряда отражений поле на краю становится настолько малым, что дифракционные потери вблизи краев существенно уменьшаются и сравниваются с потерями в центре зеркала. В общем случае после g проходов при достижении стационарного состояния распределения поля на зеркалах становятся одинаковыми с точностью до комплексной постоянной, т. е. можно записать:

$$u_p = (1/Z_K)^g v(R), \quad (1.24)$$

где $v(R)$ — функция распределения, которая не изменяется от отражения к отражению и представляет собой нормальный тип колебания интерферометров; Z_K — комплексная постоянная, не зависящая от пространственных координат. Подставляя (1.24) в (1.23), получаем интегральное уравнение

$$v = Z_K \int_A kv dS, \quad (1.25)$$

ядро которого имеет вид

$$K = \frac{jk}{4\pi R} (1 + \cos \chi) e^{-jkR}. \quad (1.26)$$

Анализ этого уравнения показывает, что при $(r_3^2/\lambda L) \ll \ll (L/r_3)^2$, (где r_3 — радиус зеркала; L — расстояние между зеркалами; λ — длина волны излучения) размеры зеркал и расстояние между ними играют существенную роль только в определенной комбинации, и единственно важным параметром является число Френеля $N_\Phi = (r_3^2/\lambda L)$, которое приблизительно равно числу зон Френеля, видимых в одном зеркале из центра другого. Решение уравнения (1.25) для различных конфигураций резонаторов, а также более об-

ций анализ и некоторые упрощенные способы рассмотрения содержатся в [94—98], поэтому ниже будут приведены только результаты, представляющие интерес с точки зрения разработки оптических схем ОКГ.

Из всего многообразия конструкций резонаторов наибольшее значение имеют резонаторы со сферическими и плоскими зеркалами. Сферические зеркала периодически фокусируют луч, который попеременно отражается от этих зеркал. Подобный эффект имеет место также в периодической последовательности линз, которая может быть использована в качестве оптической линии передачи. Любой тип лазерного резонатора может быть представлен эквивалентной последовательностью линз. Анализ прохождения лучей через эквивалентные оптические системы позволяет выяснить многие свойства этих устройств, в том числе такие важные параметры резонаторов, как устойчивость системы и потери неустойчивого резонатора. Прохождение лучей через различные оптические системы может быть описано матрицей передачи. В настоящее время матричный метод анализа оптических систем достаточно разработан и более детальное описание связанных с ним проблем можно найти как в монографиях, так и в оригинальной литературе (см., например, [98]). Ниже приведены основные результаты, связанные с устойчивостью и потерями в сферических резонаторах.

Резонаторы со сферическими зеркалами, имеющими произвольные радиусы кривизны R_1 и R_2 и расположенными на расстоянии L , могут представлять собой как устойчивые, так и неустойчивые системы. В устойчивой системе имеет место периодическая фокусировка луча, попеременно отражающегося от зеркал, а в неустойчивой системе луч по мере отражения от зеркал все более и более расширяется. Условие устойчивости системы, основанное на рассмотрении прохождения лучей через периодическую последовательность линз, являющуюся аналогом резонатора, имеет следующий вид:

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1. \quad (1.27)$$

На рис. 1.23 представлена диаграмма, по осям которой отложены значения $g_1 = 1 - (L/R_1)$ и $g_2 = 1 - (L/R_2)$, позволяющая графически оценить устойчивость различных резонаторов с произвольными сферическими зеркалами. Обла-

сти устойчивости (не заштрихованные) на диаграмме ограничены гиперболой, определяемой уравнением

$$\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) = 1. \quad (1.28)$$

Поля мод для устойчивых резонаторов сконцентрированы около оси системы сильнее, чем поля для неустойчивых резонаторов, в результате чего дифракционные потери для

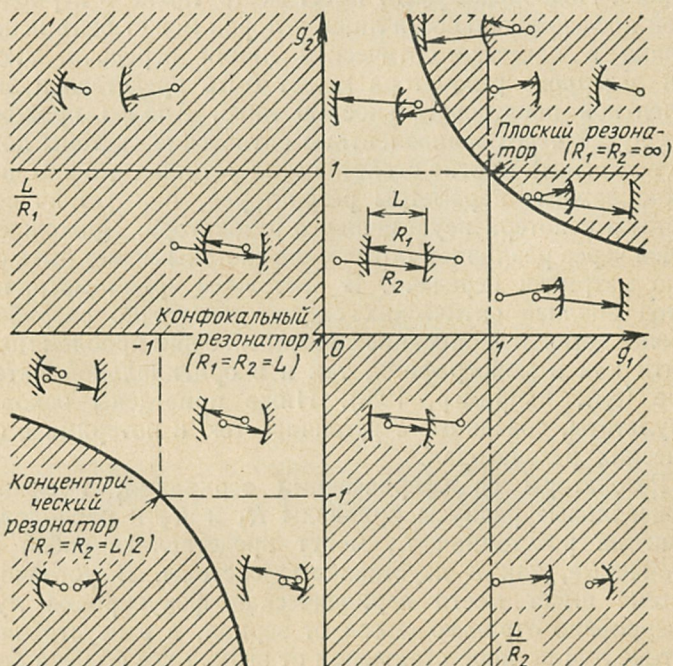


Рис. 1.23. Диаграмма устойчивости резонатора ОКГ (области неустойчивых состояний резонатора заштрихованы).

неустойчивых резонаторов много больше, чем для устойчивых, Зеркала одной и той же конфигурации могут образовывать в зависимости от расстояния между ними как устойчивые, так и неустойчивые резонаторы. Переход от устойчивого состояния к неустойчивому (вблизи границ) тем резче, чем больше число Френеля. Плавный переход может быть только у резонаторов с очень малыми числами

Френеля. С переходом резонатора в неустойчивое состояние не только резко возрастают абсолютные значения дифракционных потерь, но и увеличивается различие потерь для мод различных порядков. Начало координат на диаграмме устойчивости соответствует конфокальной системе с зеркалами равной кривизны, дифракционные потери в этом случае для данного числа Френеля минимальны. Концентрический ($R_1 = R_2 = L/2$) и плоский ($R_1 = R_2 = \infty$) резонаторы лежат на границе устойчивости.

Два вогнутых зеркала или вогнутое с выпуклым могут образовывать как устойчивую, так и неустойчивую систему, в зависимости от радиусов кривизны зеркал и расстояния между ними. В полусферическом резонаторе, состоящем из плоского и сферического зеркал, структура поля собственных колебаний такая же, как в резонаторе со сферическими зеркалами, расположенными на расстоянии $2L$ друг от друга. Два выпуклых зеркала могут образовывать только неустойчивые системы.

Наиболее важными характеристиками резонатора с точки зрения формирования определенной пространственно-спектральной структуры излучения ОКГ являются: спектр распределения возможных типов колебаний, различие потерь для отдельных типов колебаний, объемы, занимаемые разными типами колебаний внутри резонатора. Устойчивые и неустойчивые резонаторы существенно различаются по этим трем основным характеристикам.

Устойчивые резонаторы. Световое излучение, соответствующее различным типам колебаний, устанавливающихся в резонаторе, имеет сложную структуру распределения интенсивности. Характер распределения интенсивности по сечению и угловое расхождение лучей, соответствующих поперечным модам, существенно различны для мод разных порядков. Низший тип колебаний, называемый основной модой, имеет гауссово распределение интенсивности по сечению луча. Диаметр такого луча d_0 принято считать расстоянием, на котором интенсивность убывает в e раз по сравнению с максимальной. Гауссовский пучок стягивается к минимальному диаметру d_0 в некоторой плоскости («горловина луча»), где фазовый фронт плоский (рис. 1.24). Образующая пучка есть гипербола с асимптотами, наклоненными к оси под углом

$$\theta_r = 2\lambda/(\pi d_0). \quad (1.29)$$

Этот угол равен углу дифракции в дальней зоне для основной моды. На рис. 1.25 показана схема устойчивого резонатора с зеркалами разной кривизны R_1 , R_2 . Поверхность зеркал в таком резонаторе совпадает с фазовым волновым фронтом мод резонатора. Диаметры луча $2d_1$ и $2d_2$ основной моды

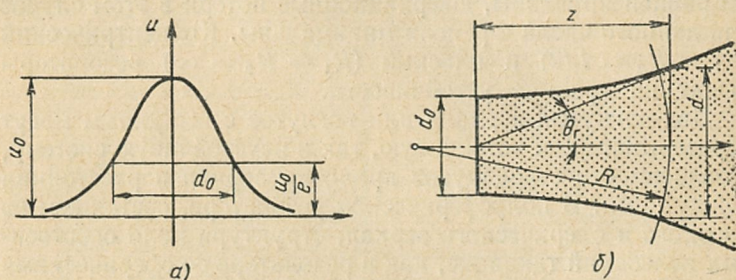


Рис. 1.24. Распределение электромагнитного поля (а) и параметры лучка (б) основной моды.

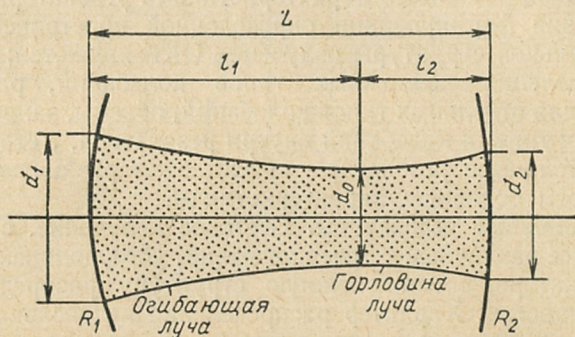


Рис. 1.25. Параметры мод в резонаторе с зеркалами разной кривизны.

на зеркалах и минимальный диаметр внутри резонатора определяются следующими выражениями:

$$d_1^4 = 4 \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right) \frac{R_2 - L}{R_1 - L} \frac{L}{R_1 + R_2 - L}, \quad (1.30)$$

$$d_2^4 = 4 \left(\frac{\lambda R_2}{\pi} \right) \frac{R_1 - L}{R_2 - L} \frac{L}{R_1 + R_2 - L}, \quad (1.31)$$

$$d_0^4 = 4 \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}. \quad (1.32)$$

Расстояния l_1 и l_2 между плоскостью, где $d=d_0$, и зеркалами (положительный знак у l_1 и l_2 соответствует случаю, показанному на рис. 1.25) определяются равенствами:

$$l_1 = \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}, \quad (1.33)$$

$$l_2 = \frac{L(R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}. \quad (1.34)$$

Спектр резонансных частот для случая малых суммарных потерь в резонаторе определяется выражением

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q+1) + \frac{\beta}{\pi}, \quad (1.35)$$

где ν — резонансная частота соответствующей моды; β — фазовый сдвиг, зависящий от типа резонатора.

Для круглых зеркал в достаточно широком интервале значений N_Φ , g_1 и g_2 (кроме очень малых N_Φ , g_1 и g_2 , близких к 1) фазовый сдвиг равен:

$$\beta = (2m + n + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2}. \quad (1.36)$$

Для других значений N_Φ и q фазовый сдвиг имеет более сложные выражения.

Потери γ зависят от числа Френеля N_Φ и порядка моды. Характер зависимости различен для разных типов резонаторов. Для конфокального резонатора спектр частот может быть описан выражением

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{2}(m+n+1). \quad (1.37)$$

Зависимость потерь для колебаний различных порядков от числа Френеля имеет вид

$$\gamma = \frac{2\pi(8\pi N_\Phi)^{2m+n+1} e^{-4\pi N_\Phi}}{\Gamma(m+1)\Gamma(m+n+1)} \left[1 + O\left(\frac{1}{2\pi N_\Phi}\right) \right], \quad (1.38)$$

где $\Gamma(m+1)$, $\Gamma(m+n+1)$ — гамма-функции.

Диаметры луча на зеркалах и внутри конфокального резонатора малы и не зависят от размеров зеркал: $d_1 = d_2 = \sqrt{\lambda L/\pi}$, $d_0 = \sqrt{\lambda L/2\pi}$. Это обстоятельство делает применение конфокальных резонаторов практически малоцелесообразным, так как коэффициент использования объема активного тела в таком резонаторе невелик при любых разумных значениях длины резонатора.

Для плоского резонатора сечение луча в принципе может быть равно размерам зеркал, поэтому в плоском резонаторе удачно используется объем активного тела. Фазовый сдвиг

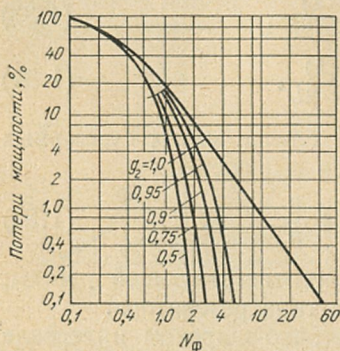


Рис. 1.26. Дифракционные потери за один проход для моды TEM_{00} в устойчивом полусферическом резонаторе с круглыми зеркалами ($g_1 = 1,0$).

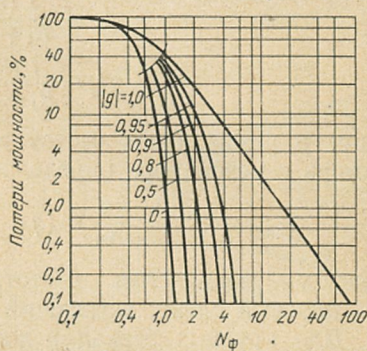


Рис. 1.27. Дифракционные потери за один проход для моды TEM_{10} в устойчивом полусферическом резонаторе с круглыми зеркалами.

и потери для колебаний различных порядков определяются выражениями

$$\beta = (M_{\Phi}/4\delta) \gamma, \quad (1.39)$$

$$\gamma = 8K_{mn} \frac{8(M_{\Phi} + \delta)}{[(M_{\Phi} + \delta)^2 + \delta^2]^2}, \quad (1.40)$$

где $\delta = 0,824$; $M_{\Phi} = \sqrt{8\pi N_{\Phi}}$; K_{mn} — $(m + 1)$ -й нуль функции Бесселя n -го порядка. Эта формула, как и формула потерь для конфокального резонатора, не распространяется на область малых чисел Френеля, где потери незначительны. Резонаторы с плоскими зеркалами конструктивно просты и их удобно применять, когда наличие большого количества типов колебаний не имеет значения.

На рис. 1.26, 1.27 представлены зависимости дифракционных потерь двух низших типов колебаний TEM_{00} и TEM_{10} от числа Френеля для величин g в случае устойчивого полусферического резонатора с круглыми зеркалами [99]. Соответствующие зависимости величин фазовых сдвигов показаны на рис. 1.28, 1.29.

На рис. 1.30, 1.31 представлены зависимости отношения потерь для мод $ТЕМ_{00}$ и $ТЕМ_{10}$ от числа Френеля в полусферическом и сферическом резонаторах с одинаковыми зеркалами. Пунктирными кривыми показаны абсолютные потери для основной моды. Из рис. 1.30 видно, что хотя в плоскопараллельном резонаторе зависимость отношения потерь для этих двух мод от числа Френеля имеет вид прямой с очень слабым наклоном, абсолютные значения потерь при больших числах Френеля в нем значительно превышают абсолютные потери для резонаторов с меньшими g (особенно

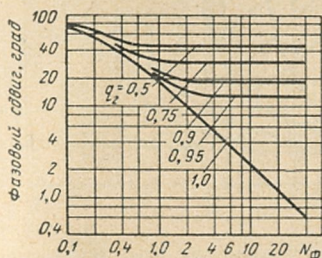


Рис. 1.28. Фазовый сдвиг за один проход для моды $ТЕМ_{00}$ в устойчивом полусферическом резонаторе с круглыми зеркалами ($g_1 = 1,0$).

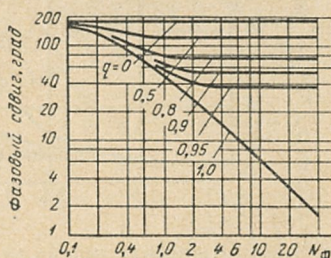


Рис. 1.29. Фазовый сдвиг за один проход для моды $ТЕМ_{10}$ в устойчивом полусферическом резонаторе с круглыми зеркалами.

в полусферическом). Поскольку для подавления мод высших порядков необходимо, чтобы их абсолютные потери превышали усиление активной среды, плоскопараллельный резонатор более пригоден для селекции поперечных мод, так как абсолютные потери для различных мод в нем сравнимы с величиной усиления твердотельных активных сред. Это позволяет путем выбора числа Френеля резонатора и величины усиления активной среды осуществлять селекцию поперечных типов колебаний. Кроме того, в плоскопараллельном резонаторе выделенный тип колебаний занимает значительно больший полезный объем, чем в других резонаторах, что весьма существенно с точки зрения эффективности использования инверсной среды.

Неустойчивые резонаторы. В неустойчивое состояние вблизи границы устойчивости (см. рис. 1.32) могут быть переведены рассмотренные выше устойчивые резонаторы путем изменения расстояния между зеркалами или кривизны отражающих зеркал. Для вывода излучения из таких

неустойчивых резонаторов одно из зеркал делается частично пропускающим. Для резонаторов, переведенных в неустойчивый режим, резко возрастают разности дифракционных потерь для различных типов колебаний [100].

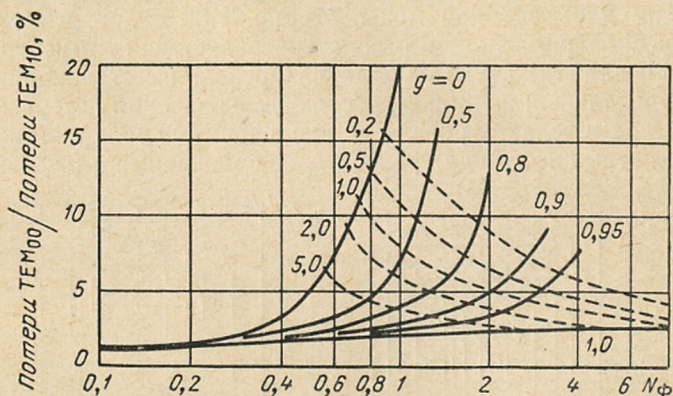


Рис. 1.30. Отношение потерь за один проход для двух мод низшего порядка в устойчивом полусферическом резонаторе с круглыми зеркалами ($g_1 = 1,0$) (пунктирные кривые — линии постоянных потерь для моды ТЕМ_{00}).

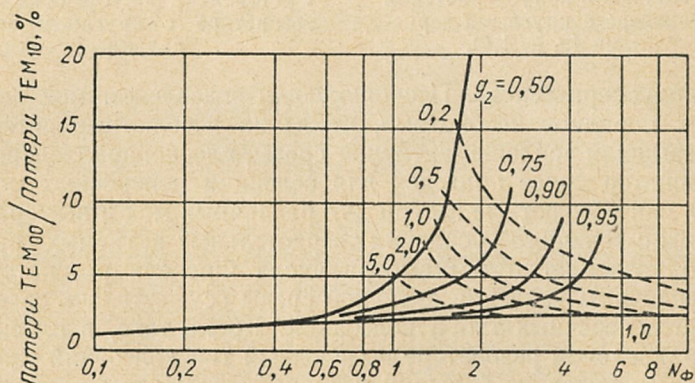


Рис. 1.31. Отношение потерь за один проход для двух мод низшего порядка в устойчивом сферическом резонаторе с круглыми зеркалами (пунктирные кривые — линии постоянных потерь для моды ТЕМ_{00}).

Существенный интерес представляют также резонаторы, отличающиеся большими дифракционными потерями

и сильным увеличением кривизны сферического фронта волны при прохождении в резонаторе (рис. 1.31). Последнее обстоятельство позволяет осуществить так называемый кольцевой вывод излучения, при котором излучение выходит из резонатора из-за увеличения сечения луча на последних проходах до размеров, превышающих размеры

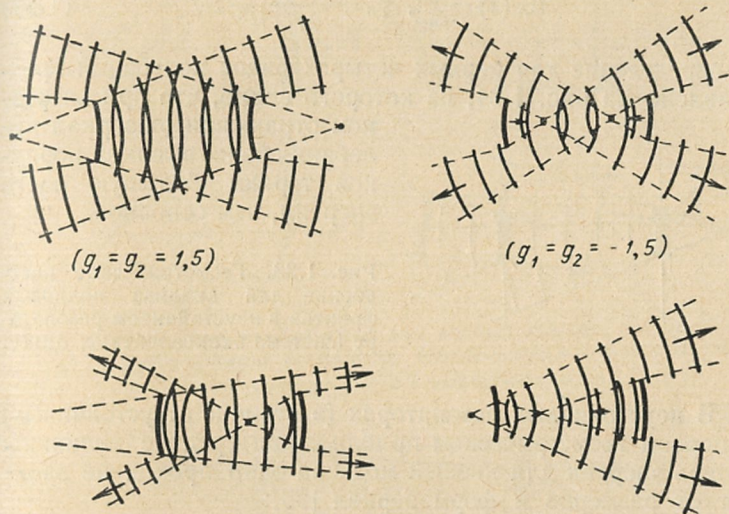


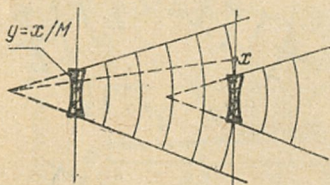
Рис. 1.32. Типичное распределение поля излучения для неустойчивых резонаторов, соответствующих различным областям диаграммы устойчивости.

одного из отражающих зеркал. Кольцевой способ выведения излучения из резонатора называют также «дифракционным», хотя такое название не является точным и отражает только сходство путей для выводимого излучения и дифракционных потерь [101]. Одной из важнейших характеристик неустойчивого резонатора является линейное увеличение поперечных размеров сферической волны M при прохождении от одного зеркала к другому (в несимметричных резонаторах удобнее ввести увеличение при двойном проходе резонатора в обе стороны). Линейным увеличением размеров сферической волны определяются в геометрическом приближении потери в резонаторе, равные $\gamma = 1 - (1/M)$ для двухмерного резонатора. Для трехмерного резонатора потери равны $1 - (1/M^2)$. Некоторое представление относительно развития различных типов колебаний в неустойчивом

резонаторе (рис. 1.33) дает геометрическое рассмотрение, выполненное при весьма грубых допущениях, принятых в работе [102]. Полученная автором функция распределения и постоянная ослабления для типов колебаний разных порядков имеют вид:

$$u_n(x) = x^n, \quad \gamma_n = \frac{1}{M^{n+1/2}}. \quad (1.41)$$

Распределение для первых четырех видов колебаний представлено на рис. 1.34, из которого видно, что при очеред-



ном отражении от зеркал колебания более высоких порядков теряют большую часть энергии, чем основное.

Рис. 1.33. Геометрическое построение для анализа волновых фронтов в неустойчивом резонаторе (система эквивалентных линз).

В неустойчивых резонаторах (в отличие от устойчивых) в первом геометрическом приближении средние величины потерь энергии для низшей моды за один проход не зависят от размеров и форм зеркал [98]:

$$\gamma = 1 \pm \frac{1 - \sqrt{1 - (g_1 g_2)^{-1}}}{1 + \sqrt{1 - (g_1 g_2)^{-1}}}. \quad (1.42)$$

В выражении (1.42) знак «+» берется для значений g , лежащих в первом и третьем квадрантах диаграммы устойчивости, а знак «—» для значений, лежащих в двух других квадрантах.

Результаты анализа потерь в приближении геометрической оптики резко отличаются от результатов, полученных при численном решении, с помощью метода Прони, матричного уравнения относительно собственного вектора, описывающего распределение поля моды, и собственного значения, определяющего потери данной моды [103]. Существенным результатом этих вычислений является осциллирующий характер потерь типов колебаний при изменении эквивалентного числа Френеля ($N_{\text{эф}} = N_{\Phi} (g^2 - 1)^{1/2}$), и как следствие — возможность преобладания в излучении одного из более высоких типов колебаний. Выбор же числа

Френеля, при котором доминирует низший тип колебаний, достаточно затруднителен в связи с отсутствием точного аналитического метода вычисления потерь неустойчивого резонатора.

Одной из разновидностей неустойчивых резонаторов является телескопический резонатор [104], состоящий из

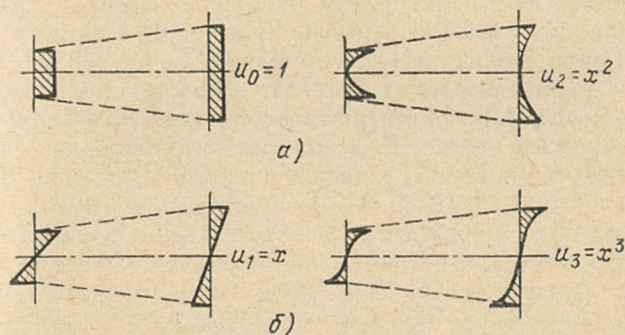


Рис. 1.34. Распределение поля для первых четырех типов колебаний в неустойчивом резонаторе (геометрическое рассмотрение):

а — симметричное; б — антисимметричное.

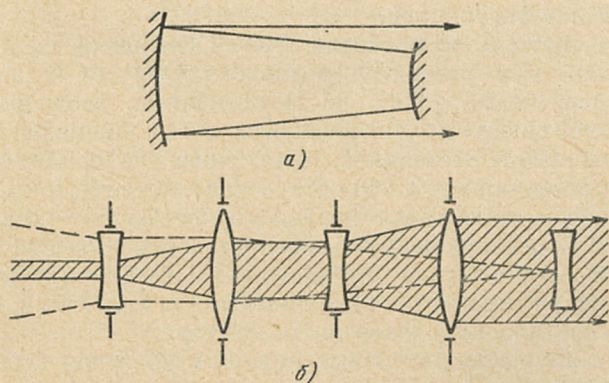


Рис. 1.35. Телескопический резонатор (а) и его эквивалентная схема (б).

софокусных выпуклого ($R_2 > 0$) и вогнутого ($R_2 = -[2L + R_2]$) зеркал. Линейное увеличение M для такого резонатора равно $1 + (2L/R_2)$. На рис. 1.35 представлена схема телескопического резонатора и его эквивалентная схема.

Если в плоском резонаторе при многократном отражении излучения от зеркал накапливаются возмущения волнового фронта из-за дифракции на краях, то в телескопическом резонаторе поле излучения в течение нескольких проходов «растекается» из малого центрального участка сечения (так как для развития генерации требуется неоднократное прохождение излучения через активное тело), и поэтому вначале возмущающее действие краев зеркал на поле излучения мало. Только по мере приближения размеров сечения луча к размерам зеркал начинает возрастать роль дифракции при формировании поперечной структуры излучения. Особенностью телескопических резонаторов является возможность появления сходящейся волны излучения с повторяющейся кривизной. Интенсивность сходящихся волн, возникающих в результате светорассеяния, возрастает по мере прохождения на несколько порядков. Сопутствующее этому явлению увеличение поля вблизи оси резонатора может значительно перераспределить число возбужденных атомов по сечению активного тела и вследствие этого привести к изменению картины генерации. Кроме рассмотренного варианта телескопического резонатора могут быть осуществлены также телескопические резонаторы с кольцевой конфигурацией.

Резонаторы в приборах ОКГ. Основными факторами, отличающими резонатор реального ОКГ от незаполненного резонатора являются: 1) оптическая неоднородность активной среды и других элементов из-за наличия различных несовершенств материала, остаточных деформаций, центров рассеяния и т. д.; 2) оптическая неоднородность активной среды, вызванная неравномерностью оптической накачки; 3) неравномерность распределения инверсной населенности по сечению активного тела; 4) влияние явления насыщения и развитие различных типов колебаний; 5) точность юстировки элементов резонатора.

Совокупность различных причин в конечном итоге приводит к большой величине углового расхождения и многим продольным типам колебаний. Величина углового расхождения может быть обусловлена как большим числом поперечных типов колебаний, так и искажениями волнового фронта из-за оптической неоднородности среды, благодаря которым волновой фронт излучения, относящегося к наиболее благоприятным типам колебаний, может сильно отличаться от плоского. Последнее явление во многих работах называет-

ся деформацией мод. Вопросам, касающимся угловой структуры излучения, посвящен обзор [105].

Среди всех элементов, входящих в лазерный резонатор, наибольшей оптической неоднородностью обладают активные элементы. Так, весьма значительную неоднородность, обусловленную наличием блоков, плоскостей скольжения и неравномерностью напряжений, имеют кристаллы рубина (в отличие от стекла с ионами Nd^{3+} , обладающего весьма высокой степенью однородности). При прохождении через кристалл рубина плоской волны с дифракционной расходимостью наблюдаются весьма сильные амплитудно-фазовые искажения и заметное увеличение угловой расходимости излучения, объяснимые в основном наличием микронапряжений [43]. Если такой оптически неоднородный кристалл использовать в качестве активного элемента в резонаторе ОКГ, то угловая расходимость излучения будет определяться не столько модовой структурой резонатора, сколько оптической неоднородностью кристалла. Оптическая неоднородность активного элемента в свою очередь существенно влияет на модовый состав излучения, в частности на селекцию поперечных типов колебаний [44]. Так, при использовании оптически однородных кристаллов рубина в резонаторе с плоскопараллельными зеркалами удается получить устойчивый одномодовый режим (низший тип TEM_{00}) при значительном превышении мощности накачки над порогом (до 70%), тогда как при использовании в том же резонаторе кристаллов, обладающих значительной оптической неоднородностью, одномодовый режим оказывается устойчивым лишь в очень узкой области мощностей накачки (превышение над порогом не более 5%). В [43, 44] подробно рассмотрены особенности влияния различных источников светорассеяния (поверхности скольжения, границы раздела между блоками и т. п.) и показано, что макрон неоднородности сказываются в основном на величине центрального ядра углового распределения, а светорассеяние на микрон неоднородностях — на «крыльях» распределения.

Следует отметить, что в плоских резонаторах наиболее сильно проявляется влияние различных оптических неоднородностей по сечению луча. Практически это приводит к тому, что в плоских резонаторах чаще всего возбуждаются поперечные моды высокого порядка, поперечная структура которых как бы сводит к минимуму потери излучения на оптических неоднородностях среды.

Оптические неоднородности, вызванные неравномерным тепловым нагревом, связаны с температурными изменениями показателя преломления, явлением фотоупругости, изменением геометрической формы элементов и другими температурными зависимостями оптических характеристик лазерных элементов [107—122]. Искажения поля излучения, обусловленные тепловыми оптическими неоднородностями, называют также термическими деформациями излучения. Наиболее легко температурные неоднородности возникают в активных телах, так как они в отличие от других лазерных элементов, подвержены воздействию не только генерируемого излучения, но и оптической накачки. Даже при работе в режиме одиночных импульсов угловое расхождение может сильно измениться в процессе генерации. В [112] показано, что в ОКГ на неодимовом стекле угловое расхождение к концу импульса накачки увеличилось вдвое, а в [123] (для рубина) — в 3—5 раз. Еще сильнее проявляются температурные оптические неоднородности в активных элементах лазеров, работающих в периодическом [117—120] или непрерывном режимах [124]. Однако в этих случаях распределение оптической неоднородности имеет установившийся характер и его влияние на угловое расхождение излучения может быть скомпенсировано введением в резонатор корректирующего элемента (например, линзы). Возможна коррекция волнового фронта излучения также и в ОКГ с модулируемой добротностью, в котором за время генерации светового импульса установившееся в процессе накачки температурное распределение практически не успевает измениться. Термические искажения являются основным фактором, определяющим аберрации даже в таком оптически однородном элементе, как неодимовое стекло. Возможности полной компенсации термических искажений весьма ограничены. Для компенсации термических искажений поляризованного излучения можно использовать активные элементы плоской формы и подбор термооптических постоянных активной среды [18, 105, 122].

Неравномерное распределение усиления в поперечном сечении активного элемента, имеющее вид кольца с внешним диаметром, равным диаметру элемента (такое распределение характерно для полированных цилиндрических стержней [126]), не приводит к уменьшению поля моды TEM_{00} , однако вызывает уменьшение разницы потерь для соседних мод. При увеличении числа Френеля величины

потерь для мод TEM_{00} и TEM_{10} сближаются и при $N = 20 \div 30$ становятся равными. Таким образом, в плоско-параллельном резонаторе даже при работе вблизи порога могут доминировать моды высокого порядка [127]. Для цилиндрических образцов с матированной боковой поверхностью распределение накачки обычно имеет симметричный характер, причем в центре кристалла плотность накачки в 1,5—2 раза выше, чем на краях. Конкуренция поперечных типов колебаний при условии неравномерного распределения накачки рассмотрена в работе [128]. Если отношение интенсивности накачки к величине потерь (I/ρ) может быть приближенно представлено в виде суммы интенсивностей низших мод, то именно на них и будет осуществляться генерация. При этом малы и деформации мод и суммарное угловое расхождение. Такая картина чаще всего имеет место при плавном спадании I/ρ от центра к краю резонатора. Интенсивность низшей моды при этом значительно выше, чем при равномерно распределенной накачке (в отсутствии термических деформаций). Когда I/ρ минимально в центре сечения активного тела, имеет место обычно большое угловое расхождение, увеличивающееся по мере увеличения асимметрии распределения накачки, причем величина углового расхождения в этом случае связана как с присутствием в генерации многих мод, так их деформациями [105].

Насыщение усиления активной среды в режиме свободной генерации не вызывает значительной деформации основной поперечной моды, при небольших неравномерностях коэффициента усиления (15% между центром и краем сечения). При работе же генератора в режиме с модулированной добротностью, т. е. при значительно больших коэффициентах усиления, насыщение усиления вызывает значительные искажения профиля моды, увеличивающиеся с увеличением числа Френеля [129].

Особенно сильно сказывается насыщение усиления на процессе генерации продольных мод. По мере «выгорания» инверсной среды в пучностях установившегося типа колебаний может произойти его срыв, с последующей генерацией таких типов колебаний, развитие которых легче всего происходит за счет области с «невыгоревшей» инверсией среды [130]. Большое значение имеет также точность юстировки зеркал, из-за непараллельности которых пятно вытягивается в дальней зоне в направлении разъюстировки,

а при значительной разбюстировке разделяется на отдельные пятна. Особенно чувствительны к разбюстировке резонаторы с однородной активной средой.

Селекция продольных типов колебаний. В интерферометре Фабри — Перо при большом числе Френеля, и, следовательно, малых дифракционных потерях, имеет место резонанс однородных плоских волн, распространяющихся в обоих направлениях вдоль оси и под некоторыми углами к ней. Это приводит к образованию в резонаторе стоячих волн, удовлетворяющих условию резонанса и называемых продольными типами колебаний:

$$q\lambda = 2L \cos \theta_i, \quad (1.43)$$

где q — целое число; θ_i — угол между направлением излучения и осью резонатора. Частотный интервал между продольными модами равен $\Delta\nu = (2L)^{-1}$. Таков же частотный интервал и для продольных мод в резонаторе со сферическими зеркалами. Возможность генерации большого числа продольных типов колебаний в интерферометре Фабри — Перо с активной средой обусловлена пространственной неоднородностью поля стоячей волны по отношению к активным центрам среды. Активные центры, находящиеся в пучностях моды, наиболее интенсивно теряют возбуждение при взаимодействии с фотонами моды, а центры, расположенные в узлах, совсем не совершают индуцированных переходов в поле этой моды. Эти центры являются источником энергии для других мод. Наиболее эффективным способом селекции продольных типов колебаний является использование дополнительного интерферометра Фабри — Перо либо в качестве частотного фильтра, установленного внутри лазерного резонатора (наклонный интерферометр [131]), либо в качестве концевого отражателя (называемого в этом случае резонансным отражателем) [132]. В связи с удобством практического использования последний получил наибольшее распространение (см., например [87]). Частотный интервал между соседними максимумами или минимумами коэффициента отражения равен $\Delta\nu_p = (2nD)^{-1}$ (см. § 1.2). Выбор величины D производится таким образом, чтобы постоянная одного из эталонов, например пластины, была близка к ширине линии люминесценции, а второго обеспечивала достаточное отличие коэффициентов отражения для подавления моды резонатора, соседней с продольной модой, расположенной в максимуме

линии люминесценции [134]. Резонатор с резонансным отражателем по существу является сложным резонатором.

Подавление продольных мод и управление расстоянием между генерирующими модами может быть осуществлено и в других сложных резонаторах. Одной из разновидностей сложных резонаторов являются так называемые связанные резонаторы, в которых между оконечными отражателями

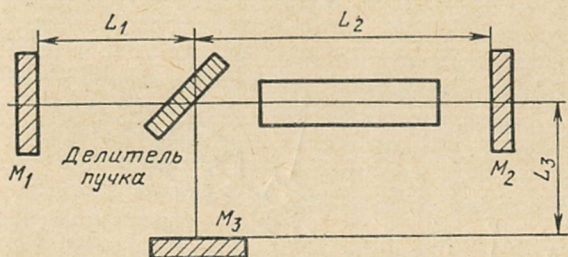


Рис. 1.36. Сложный резонатор типа интерферометра Майкельсона.
 M_1 , M_2 , M_3 — зеркала.

имеется по крайней мере одна дополнительная отражающая поверхность (например, торцы элементов оптической схемы). В такой системе собственные частоты не эквидистантны, а коэффициент усиления для разных типов колебаний зависит от структуры резонатора [73]. Максимальную добротность в таких сложных резонаторах будут иметь частоты, совпадающие для различных ветвей. Подбором длины резонатора и коэффициента пропускания среднего зеркала можно добиться генерации на одной совпадающей частоте, существенно ослабив или подавив остальные. Еще одной разновидностью связанных резонаторов являются сложные резонаторы типа интерферометра Майкельсона (рис. 1.36). Потери системы на делителе пучка для совпадающих частот резонаторов $L_2 + L_1$ и $L_2 + L_3$ отсутствуют. Потери системы для несовпадающих частот, равные пропусканию делителя пучка, при расположении одной усиливающей среды в плече L_2 или двух усиливающих сред приблизительно равного усиления в плечах L_1 и L_2 и условии $L_1 = L_3$ равны [135]:

$$T_{\text{дел}} \approx \sin^2(\pi/m) \approx (\pi/m)^2, \quad (1.44)$$

где m — число аксиальных мод в наиболее длинном резонаторе. При расположении усиливающей среды в плечах L_1

или L_3 и наименьшей длине резонатора $L_2 + L_3$ или $L_1 + L_2$ потери определяются выражением

$$T_{\text{дел}} = 4 \frac{\sin^2(\pi/m)}{1 + (4\pi/m)^2} \approx \frac{4(\pi/m)^2}{1 + 4(\pi/m)^2}, \quad (1.44a)$$

Такие системы обладают, следовательно, в 3—4 раза большей селективностью. В качестве делителя пучка может быть использована поляризационная призма [136], ось

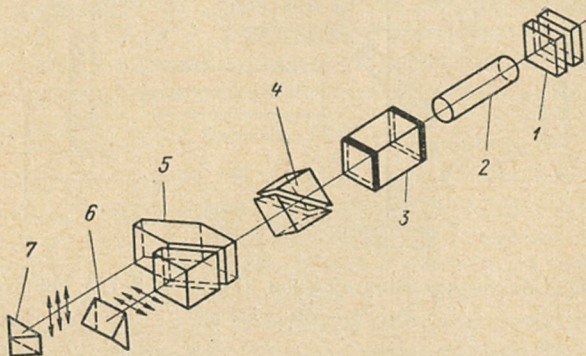


Рис. 1.37. Оптическая схема ОКГ с раздвоенным резонатором: 1 — резонансный отражатель; 2 — рубиновый стержень; 3 — электрооптический затвор на основе кристалла КДР; 4 — призма Глана — Фуко; 5 — поляризационная призма-разветвитель; 6, 7 — призмы-крыши.

пропускания которой развернута на угол 45° относительно плоскости поляризации излучения (рис. 1.37). Потери в этом случае также определяются выражением (1.44).

Устранение пространственной неоднородности полей мод может быть осуществлено путем перехода от режима стоячих волн к однонаправленному распространению излучения в резонаторе бегущей волны. В работе [137] было получено сужение ширины спектра излучения рубина от 1 см^{-1} до одной продольной моды при переходе от обычного режима к режиму бегущей волны при небольших (до 20%) превышениях порога генерации.

Известен способ устранения пространственной неоднородности поля мод с помощью перемещения активных центров относительно стоячих волн в направлении оси резонатора [106]. Реализация этого принципа осуществляется двумя путями: либо механическим перемещением активного элемента [125], либо противофазной модуляцией показателя преломления в резонаторе по разные стороны от активного элемента при неизменности оптической длины резонатора.

При этом узлы и пучности мод колеблются относительно активных центров [133].

В работах [57, 81] сообщается о сужении спектра излучения лазера в интервале накачек $(1-1,2) E_{\text{пор}}$ при движении осветителя с кристаллом рубина вдоль оси резонатора со скоростью 40 см/с.

Селекция поперечных мод. Для сужения углового расхождения излучения применяются различные способы снижения числа присутствующих в генерации поперечных типов колебаний и их деформаций. При идеальной активной среде и однородной накачке деформации мод малы, а число мод зависит главным образом от соотношения между величинами дифракционных и неселективных потерь. В этом случае для угловой селекции необходимо увеличить разность дифракционных потерь.

Наиболее простым и естественным методом угловой селекции является использование диафрагм малого сечения для уменьшения числа Френеля. Введение диафрагмы в резонатор наряду с увеличением разности дифракционных потерь для различных типов колебаний приводит к росту абсолютных значений потерь. С помощью диафрагм, размер которых подбирается экспериментально, может быть достигнута эффективная селекция даже с оптически неоднородными активными телами и другими элементами резонатора [100]. Наличие диафрагмы устраняет также возможность искажения формы импульса и модовой структуры излучения вследствие насыщения усиления в ОКГ с модулированной добротностью [129]. С помощью диафрагмы малого диаметра может быть выделен один поперечный тип колебания в резонаторе с любой конфигурацией зеркал, в том числе и с плоскопараллельными зеркалами [138]. Практически диафрагмы представляют собой отверстия в непрозрачной пластинке. Для повышения эффективности и величины разности дифракционных потерь диафрагмы могут быть выполнены в виде ослабляющих фильтров с коэффициентом пропускания, зависящим от радиуса по закону, соответствующему распределению излучения в выделяемом типе колебаний. Особый интерес с этой точки зрения представляет возможность создания управляемых диафрагм, на основе пьезооптического эффекта в электрооптических светозатворах [139]. В пьезооптической управляемой диафрагме можно создавать распределение пропускания по сечению, соответствующее, например,

основному поперечному типу колебаний. Включение такой диафрагмы осуществляется подачей на электрооптический светозатвор периодического электрического напряжения, возбуждающего механические колебания кристалла.

Для увеличения эффективности использования активного тела диафрагма с малым отверстием [может быть установлена в общем фокусе между двумя линзами, помещенными перед одним из зеркал плоско-параллельного резонатора [140] или в центральной плоскости концентрического резонатора [141]]. Однако в этом случае мощность генерируемого излучения лимитируется самопробоем в воздухе. В работе [142] роль диафрагмы выполнял фототропный светозатвор. Действие фототропного светозатвора в качестве диафрагмы основано на нелинейной зависимости коэффициента пропускания от плотности излучения. При неравномерном распределении инверсной населенности в активном теле условия для развития генерации могут существенно отличаться для разных точек сечения луча.

Другим способом угловой селекции, основанным на уменьшении числа Френеля, является увеличение длины резонатора [143]. Однако при больших абберациях с увеличением длины резонатора резко возрастают дифракционные потери, что ведет к уменьшению мощности генерации. Еще более серьезным препятствием для практического применения этого способа селекции являются требования к длине резонатора, зависящей от величины светового диаметра излучения. Длина резонатора увеличивается пропорционально квадрату радиуса светового сечения и уже при радиусе, равном 0,5 см, становится практически не реализуемой. Диаметры светового луча, при которых целесообразно применять этот метод, незначительно превосходят диафрагмы малых диаметров.

Угловая селекция может быть осуществлена также с помощью интерферометра Фабри — Перо, устанавливаемого наклонно внутри резонатора. Действие такого селектора основано на зависимости пропускания в интерферометре Фабри — Перо не только от длины волны, но и от направления распространения излучения. Для угловой селекции излучения в двух плоскостях необходимо использование двух интерферометров [131].

Еще один способ угловой селекции основан на использовании зависимости коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения вблизи критического угла

полного внутреннего отражения [144]. Для этого используются призмы с одно- или многократным отражением вблизи угла полного внутреннего отражения, где имеет место резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения [144, 145]. В работе [146] при использовании ромбовидной призмы угол расхождения уменьшался вдвое по сравнению с углом для резонатора с плоскими зеркалами. Еще большие возможности имеются у концевых отражателей с переменным отражением, соответствующим распределению излучения для выделяемого типа колебаний. Концевые отражатели с переменным отражением могут быть выполнены в виде зеркал с многослойным диэлектрическим покрытием, нанесенным таким образом, чтобы обеспечивать отражение одного поперечного типа колебаний [147], или в виде стоп с переменным диаметром пластин, благодаря чему, например, в работе [148] было достигнуто уменьшение угловой расходимости в 1,2—1,5 раза.

Эффективным средством увеличения разности дифракционных потерь для различных типов колебаний является регулирование степени устойчивости лазерных резонаторов путем изменения расстояния между зеркалами для сферических и полусферических резонаторов или путем внесения в резонатор (например, плоскопараллельный) элементов, смещающих состояние резонатора в область неустойчивости (см. рис. 1.23).

Смещение состояния резонатора в область неустойчивости повышает эффективность использования рассмотренных выше угловых селекторов излучения. Например, в случае, когда угловая селекция осуществляется с помощью диафрагм малого диаметра, смещение в область неустойчивости позволяет увеличить диаметр диафрагмы [149].

В резонаторах с «дифракционным» выводом излучения селективирующие элементы не используются, и их селективирующие свойства связаны с большой разностью потерь для различных типов колебаний, обусловленной неустойчивостью резонатора. В таких резонаторах используют однородные активные тела больших размеров. Для того чтобы с помощью неустойчивых резонаторов достигнуть малое угловое расхождение, необходимо предъявлять жесткие требования не только к оптической однородности активной среды, но и к равномерности ее возбуждения [105]. Кроме того, следует отметить, что экспериментальные результаты, полученные для телескопического резонатора, свидетель-

ствуют о присутствии в излучении наряду с основным также типов колебаний более высоких порядков, хотя в центральном керне углового распределения, соответствующем низшему типу колебаний, содержится значительная часть излучаемой энергии [150]. Это обстоятельство существенно ограничивает применение генератора с телескопическим резонатором в качестве одномодового задающего генератора в усилительной системе с высокими значениями мощности, яркости и контраста излучения *.

1.5. ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ЗАТВОРЫ

Для получения коротких и мощных световых импульсов в твердотельных лазерах применяются специальные устройства, управляющие потерями в резонаторе. Эти устройства, называемые затворами, в зависимости от способа управления подразделяются на ряд типов. Оптико-механические затворы управляют отражением или пропусканием света путем перемещения оптических элементов, либо путем механических деформаций упругой среды, в которой распространяется излучение.

Затворы, перекрывающие световой поток, выполняются в виде тонкого металлического диска (с отверстием в периферийной части), насаженного на ось высокоскоростного двигателя [151]. В плоскопараллельном резонаторе вращающийся диск устанавливается в фокальной плоскости двух софокусных линз, сужающих сечение луча до долей миллиметра, а в сферическом резонаторе диск устанавливается в наиболее узком сечении луча. Время переключения этого затвора обычно не менее нескольких микросекунд и определяется скоростью вращения диска, диаметром светового луча, и расстоянием от отверстия до оси вращения. При мощных световых импульсах в таком затворе возможны повреждения краев диафрагмы и искровой пробой воздуха. По этим причинам затворы с диском нашли весьма ограниченное применение.

Для управления светом может быть использована также зависимость полного внутреннего отражения от величины промежутка между двумя диэлектриками, расположенными на расстоянии, сравнимом с длиной волны. Отражающая способность тонкого воздушного слоя на границе двух сред

* Под контрастом излучения понимается отношение энергии максимальных по интенсивности импульсов к энергии фона.

показана на рис. 1.38 и может меняться от 0 до 1. Принцип действия такого затвора достаточно ясен из рис. 1.39. Под действием управляющего напряжения, приложенного к пластине из пьезоэлектрика, ее толщина и, следовательно, зазор Δ будет меняться. Толщина воздушного зазора и величина управляющего напряжения подбираются такими, чтобы при включении напряжения зазор между пластиной и призмой стал равен нулю. В зависимости от положения концевой призмы-крыши 1 затвор может открываться либо

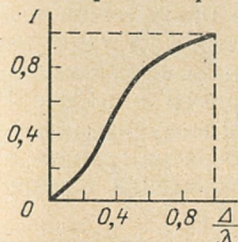


Рис. 1.38. Зависимость интенсивности отраженного света от толщины воздушного зазора (в единицах λ).

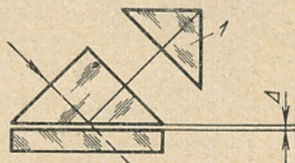
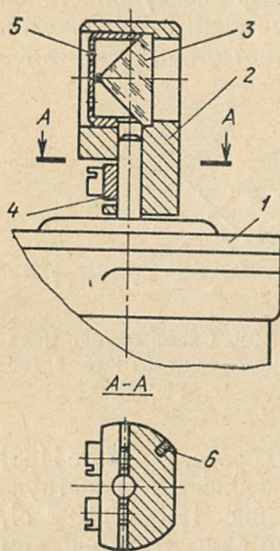


Рис. 1.39. Схема оптико-механического контактного затвора.

при подаче напряжения, либо при его сбросе. В работе [153] описан подобный тип затвора. Особенностью конструкции является их медленное открывание $[(5-10) 10^{-6} \text{ с}]$, а также значительные молекулярные силы в оптическом контакте. Для разъединения двух стеклянных пластинок требуется усилие $20-50 \text{ кг/см}^2$. Контактные затворы также не нашли применения в квантовых генераторах.

В некоторых случаях в качестве затвора удобно использовать зеркало, колеблющееся вокруг некоторого среднего положения на частоте собственного механического резонанса под действием переменного магнитного поля. Такой затвор может выполняться в виде консольно закрепленного конусного стержня, на свободном тонком конце которого расположено зеркало. Толстый конец стержня для компенсации реактивного момента жестко крепится к массивному основанию. Колебание системы обеспечивается взаимодействием переменного магнитного поля с двумя рычагами из магнитного материала, расположенными около закрепленного конца конусного стержня. Используя резонанс механической системы, можно при помощи малых вращающих усилий довести угол закручивания зеркала в таких

системах до нескольких градусов. За время одного колебания зеркало дважды занимает среднее положение, обеспечивающее максимальную добротность, поэтому частота повторения импульсов равна удвоенной резонансной частоте колеблющегося зеркала. Максимальная скорость колебания ограничивается прочностью материала конусного стержня, а также искажением поверхности зеркала из-за большого центробежного ускорения. Такой тип затворов применяется в лазерах с большими частотами повторения импульсов и малыми апертурами, например в работе [154] этим способом модулировалась добротность лазера на гранате с непрерывной оптической накачкой с частотой 5000 Гц.



Наиболее широкое применение для модуляции добротности резонатора получил затвор с вращающейся призмой или зеркалом.

В таких оптико-механических затворах применяются преимущественно призмы-крышки из-за их

Рис. 1.40. Оптико-механический затвор с вращающейся призмой.

нечувствительности к биениям оси двигателя и высокой стойкости к воздействию мощных излучений.

Конструкция оптико-механического затвора с призмой-крышкой показана на рис. 1.40. На оси высокоскоростного двигателя 1 установлена оправа 2 с призмой полного внутреннего отражения 3. Оправа закрепляется на оси двигателя хомутиком 4. Для закрепления призмы 3 и крышки 5 в оправе применяется клей ЭД6-8. Глубина расточки, определяющая положение призмы, выбирается так, чтобы центр тяжести призмы приходился на ось вращения. В этом случае центробежные силы, действующие на призму, будут незначительными. Ребро призмы поворотом крышки 5 устанавливают перпендикулярно оси вращения двигателя. Для управления моментом зажигания лампы-вспышки в корпус оправы запрессовывается магнит 6.

Призма для затвора изготавливается из стекла К-8 или плавленного кварца с обработкой гипотенузной и катетных граней методом глубокой алмазной полировки для большей стойкости к излучению. Допуски на геометрические размеры призмы и требования к ее материалу указаны на рис. 1.41. При изготовлении призмы необходимо обеспечить минимальную ширину фаски со стороны прямого

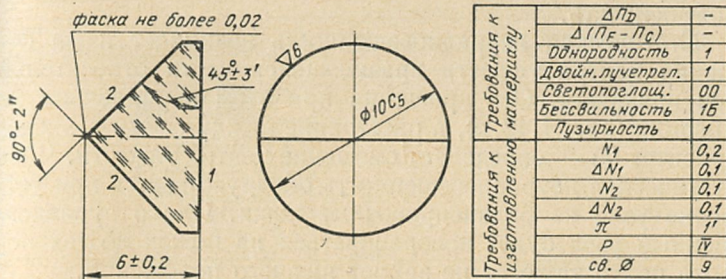


Рис. 1.41. Чертеж и технические требования на призму-крышу.

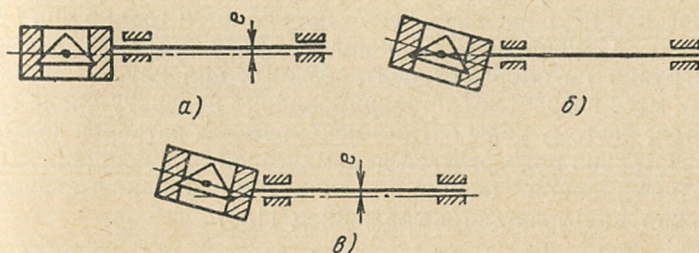


Рис. 1.42. Возможные виды неуравновешенностей:

а — статическая неуравновешенность; б — динамическая неуравновешенность; в — общая неуравновешенность.

угла. Оправа призмы, особенно та ее часть, которая расположена за фаской, должна быть тщательно отполирована и иметь высокий коэффициент отражения, чтобы излучение, прошедшее через фаску призмы, не разрушало оправы.

Конструкция таких затворов требует тщательного изготовления, сборки и балансировки вращающейся призмы совместно с ротором мотора. Неуравновешенность, особенно при больших скоростях вращения, снижает срок службы подшипников, вызывает усталостные разрушения элемен-

тов конструкций, повышает вибрацию и шум. Она может быть вызвана, например, торцевым или радиальным биением деталей, насаженных на вращающуюся ось. При проектировании оптико-механических затворов важно задать рациональные допуски на остаточную неуравновешенность и предусмотреть возможность ее компенсации. Неуравновешенность вызывается несовпадением оси инерции с осью вращения. Различают статическую и динамическую неуравновешенность.

Статическая неуравновешенность возникает из-за смещения центра тяжести вращающейся части относительно оси вращения. Ось вращения при этом параллельна оси инерции (рис. 1.42, а), а расстояние между осями — эксцентриситет (e) — определяет смещение центра тяжести. Чисто статическая неуравновешенность обнаруживается при установке узла на балансировочные ножи. Плохо уравновешенный узел будет поворачиваться на ножах до тех пор, пока центр тяжести не займет низшего положения.

Динамическая неуравновешенность возникает из-за поворота оси инерции относительно оси вращения, при этом центр тяжести лежит на оси вращения (рис. 1.42, б). Динамическая неуравновешенность проявляется только при вращении. С увеличением скорости вращения динамические нагрузки на опоры от центробежных сил неуравновешенных масс возрастают пропорционально квадрату числа оборотов, поэтому узлы оптико-механических затворов должны обязательно подвергаться динамической балансировке. Для количественной оценки величины неуравновешенности можно пользоваться выражением [155]

$$F_{ц} = m_{г} R_{г} \omega_{г}^2, \quad (1.45)$$

где $F_{ц}$ — центробежная сила; $m_{г}$ — масса уравнивающего груза; $R_{г}$ — радиус точки установки уравнивающего груза,

$$m_{г} = G_{г}/g; \quad F_{ц} = (G_{г}/g) R_{г} \omega_{г}^2 = (\omega_{г}^2/g) (G_{г} R_{г}), \quad (1.46)$$

где $G_{г}$ — вес уравнивающего груза; g — ускорение силы тяжести; $\omega_{г} = \pi n_{г}/30$ — круговая частота вращения; n — число оборотов в 1 с.

Для сравнительной оценки неуравновешенности вращающихся узлов различного веса можно пользоваться понятием удельной неуравновешенности, т. е. величиной неуравновешенности $G_{г} R_{г}$, отнесенной к 1 кг вращающейся части

(имеет размерность длины и выражается в микронах). Допустимая остаточная неуравновешенность вращающейся части затвора с призмой может составить 0,3—0,8 мкм. Компенсация неуравновешенности в быстровращающихся узлах может производиться высверливанием отверстий или напайкой припоя в плоскостях, расположенных близко к опорам.

Консольное крепление призмы или зеркала на оси двигателя (см. рис. 1.40) целесообразно применять при скоростях вращения не более 30 000 об/мин, а также при световых

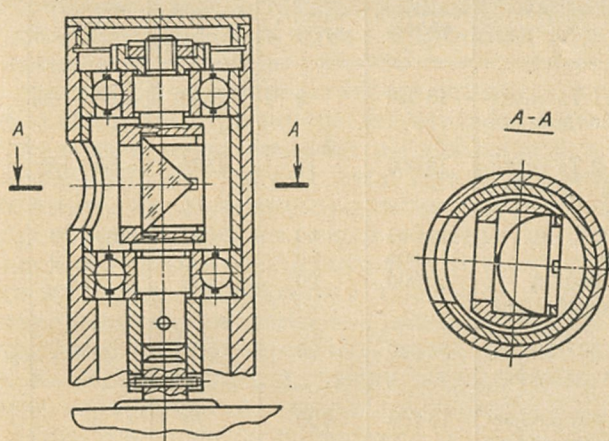


Рис. 1.43. Вариант крепления вращающейся призмы с двумя опорами.

диаметрах до 10 мм. При скоростях вращения свыше 30 000 об/мин и при световых диаметрах больше 10 мм надежнее в работе конструкция типа, приведенного на рис. рис. 1.43, где применены радиально-упорные подшипники класса С с жесткой распорной втулкой между наружными кольцами шарикоподшипника и с осевым натягом 5—8 кг. Для нормальной работы узла в широком диапазоне температурного перепада и получения минимального биения шарикоподшипники следует устанавливать на вал с зазором 0,001—0,004 мм. Посадка с натягом, даже незначительным, недопустима, так как резко увеличивает радиальное биение. Посадка наружного кольца шарикоподшипника в корпус должна также осуществляться с гарантированным

зазором в пределах 0,002—0,008 мм. Для выполнения этих требований необходима индивидуальная пригонка посадочных мест по фактическому размеру шарикоподшипника.

Для вращения призмы могут использоваться высокооборотные турбины или электродвигатели. Некоторые типы двигателей, пригодных для использования в качестве привода, представлены в табл. 1.11.

Таблица 1.11

Тип двигателя	Скорость вращения, об/мин	Вращающий момент, г·см	Срок службы, ч	Рабочий интервал температуры, град	Рабочее напряжение, В
ДИД-1 Та асинхронный двухфазный	18 000	9	1500	—60+100	36
ДИД-2 Та асинхронный двухфазный	18 000	18	1500	—60+100	36
ДП-13	14 500	50	300	—60+50	27
ДП-33	14 500	50	300	—60+50	
АВС-1000/2А	60 000	20	250	±50	27
асинхронный трехфазный					
АВС-1000/4 асинхронный трехфазный	30 000	20	250	±50	40
Д-16 двухполюсный постоянного тока	13 750	100	70	50	27
АДП-124Б	12 000	125	50	—40+70	110
МГ-30-400А	11 000	270	500		115
ДИД-1Т4 двухфазный индукционный	20 000	14		—60+100	36
ДИД-2Т4 двухфазный индукционный	20 000	27		—60+100	36

При использовании оптико-механического затвора для модуляции добротности резонатора оптимальным положением призмы, обеспечивающим максимальную выходную мощность, является такое, при котором вершина призмы делит диаметр активного тела на две равные по площади части. Смещение вершины призмы на 10% диаметра активного тела вызывает потери выходной мощности в пределах

20% [156]. Основные требования, предъявляемые к затвору, это — быстрота включения и обеспечение малых потерь в открытом состоянии [157].

Для синхронизации работы затвора с моментом поджига импульсных ламп ОКГ применяются фотоэлектрические, электромагнитные, электроискровые способы регистрации положения вращающейся призмы. При фотоэлектрическом способе на роторе с призмой устанавливается зеркало, от которого при определенном положении призмы освещается фотоприемник. Зеркало освещается специальным источником света малой мощности. Меняя положение фотоприемника, можно регулировать время опережения электрического сигнала относительно рабочего положения вращающейся призмы. При электромагнитном способе постоянный магнит, укрепленный на роторе двигателя, в момент прохождения вблизи зазора замыкает цепь соленоида, и в его обмотке индуцируется импульс тока. При электроискровом способе электрический импульс возникает в высоковольтной цепи в результате искрового разряда в момент прохождения через искровой промежуток металлического выступа, укрепленного на оправе вращающейся призмы.

Оптико-механические затворы с вращающейся призмой, несмотря на «блуждание» оси излучения, низкий к. п. д., шум и вибрацию двигателя, нашли широкое применение в лазерах с управляемой генерацией, благодаря простоте конструкции и юстировки, надежности, а также возможности работы в широком температурном и спектральном диапазонах.

Действие оптико-акустического затвора основано на изменении коэффициента преломления среды при распространении в ней ультразвуковой волны. В качестве сред с управляемыми потерями применяют оптические элементы из плавленого кремния [158] или плавленого кварца [159], в которых возбуждаются колебания с помощью пьезооптического преобразователя. Преобразователь в блоке плавленого кварца возбуждает бегущую продольную звуковую волну, в результате чего лазерное излучение отклоняется на неоднородностях, вызванных периодическими изменениями показателя преломления.

Оптико-акустический кварцевый затвор удобен при работе в лазере на ИАГ. Он обладает малыми потерями из-за большой прозрачности для $\lambda = 1,06$ мкм, на частотах до нескольких килогерц имеет хорошую воспроизводимость,

обеспечивающую изменение амплитуды излучения не более 1%. Для перехода от режима модуляции добротности к режиму непрерывной генерации достаточно простого выключения высокой частоты, подводимой к преобразователю. Верхний предел частоты переключения добротности у затвора этого типа для лазеров на ИАГ с непрерывной накачкой ограничивается свойствами активного материала лазера. В работе [159] сообщается о разработке лазера на частоте 55 кГц. Этот тип затвора пригоден для работы в режиме синхронизации мод [160].

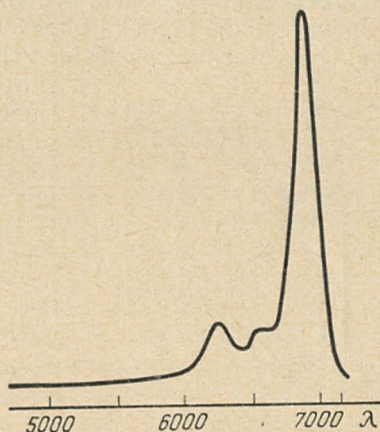
1.6. ФОТОТРОПНЫЕ СВЕТОЗАТВОРЫ

Фототропные светозатворы основаны на использовании резонансно-поглощающих излучение оптических материалов. При этом величина пропускания может в зависимости от плотности тока излучения либо увеличиваться, либо уменьшаться. В лазерной технике в основном находят применение материалы, пропускание которых увеличивается с ростом интенсивности излучения. Такие материалы используются при развязке усилительных каскадов, а также для модуляции добротности в ОКГ. Взаимодействие излучения с резонансно-поглощающей средой рассмотрено в обзоре [161], где также приведена обстоятельная библиография. Ниже обсуждаются только некоторые вопросы некогерентного взаимодействия светового излучения с резонансно-поглощающей средой, необходимые для понимания работы фототропных светозатворов в лазерных схемах, а также свойства наиболее часто применяемых резонансно-поглощающих веществ.

Резонансно-поглощающие среды. Применяемые в настоящее время фототропные светозатворы представляют собой, за некоторыми исключениями, резонансно-поглощающие вещества, введенные в качестве добавки в прозрачные среды. Просветление таких светозатворов связано с насыщением поглощения на резонансной длине волны. Известно большое количество резонансно-поглощающих сред, число которых в будущем может еще увеличиться в результате интенсивно ведущихся поисков. Резонансным поглощением, пригодным для управления рубиновым излучением, обладают многие сине-зеленые красители и, в частности, относящиеся к классу порфиринов тетрабензо-тетразопорфины различ-

ных металлов, известные под названием фталоцианинов (рис. 1.44), их естественный аналог — хлорофил, представители класса полиметиновых красителей, например: криптоцианин, индантроновые, тиазиновые и некоторые другие красители [162—164]. Наибольший интерес из перечисленных веществ представляют фталоцианины, отличающиеся наибольшей светопрочностью. Свободный фталоциа-

Рис. 1.44. Типичная зависимость коэффициента поглощения от длины волны λ для фталоцианинов.



нин имеет формулу $C_{32}H_{18}N_8$. Структурные формулы фталоцианина и его металлоорганических соединений имеют вид, представленный на рис. 1.45. Принципиально может быть

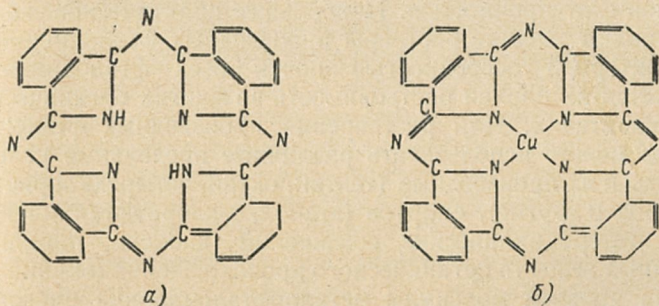
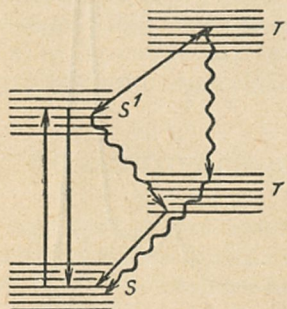


Рис. 1.45. Структурные формулы молекулы фталоцианина (а) и молекулы фталоцианина меди (б).

получено соединение фталоцианина с любым металлом периодической системы элементов. В настоящее время получены фталоцианины лития, натрия, калия, меди, серебра, бериллия, кальция, цинка, кадмия, бария, ртути, алюминия, галлия, олова, свинца, циркония, гафния, титана, германия, ванадия, сурьмы, хрома, молибдена, марганца, железа,

кобальта, никеля, платины, палладия, осмия, празеодима, эрбия, уранила и др. Вид спектров поглощения молекул различных производных фталоцианинов, расположение энергетических уровней, вероятности перехода между ними в значительной степени определяются типом атомов металлов. Существенное значение играет при этом и нейтральная



матрица, в которую вводятся молекулы производных фталоцианинов. Могут быть приготовлены как твердые, так и жидкие растворы фталоцианинов. В настоящее время попытки

Рис. 1.46. Обобщенная схема энергетических уровней молекулы фталоцианина.

S и S^1 — основное и возбужденное синглетные состояния; T и T^1 — триплетные состояния.

получения твердых веществ с примесью металлофталоцианинов не привели пока к положительным результатам. Например, пленка на основе поливинилового спирта с примесью молекул фталоцианина меди [165] обладает недостаточной светопрочностью. Наибольшее практическое значение имеют жидкие растворы производных фталоцианинов. Характерной особенностью почти всех фталоцианинов является их плохая растворимость во многих органических растворителях. Для растворения производных фталоцианинов можно использовать различные предельные углеводороды и их производные (гептан, октан, четыреххлористый углерод и другие), спиртов (этанол, α -хлорнафталин и другие), гетероциклических соединений (диоксан, пиридин), сложных веществ органического происхождения (скипидар). Схема уровней молекулы металлофталоцианина представлена на рис. 1.46. Основное значение при насыщающемся поглощении излучения имеют синглетные переходы $S \rightarrow S^1$, причем время жизни обратных переходов $S \leftarrow S^1$, как правило, мало ($10^{-9} - 10^{-8}$ с). Наличие у молекул переходов типа $S^1 \rightarrow T^1$, $S \rightarrow T$ и $T \rightarrow S$ может в значительной степени влиять на характер зависимости коэффициентов поглощения от интенсивности излучения. Растворитель не только влияет на структуру S и T уровней поглощающих молекул, им также определяются пороги явлений самофокусировки

[166], вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), вынужденного рассеяния Мандельштама — Брюллиена (ВРМБ). Пороги возникновения ВКР для ряда растворителей по отношению к порогу возникновения ВКР в CS_2 приведены в работе [167]. Пороги возникновения ВРМБ, характеризующиеся пороговой длиной кюветы в сантиметрах для излучения рубинового ОКГ, приведены в [168]. Анализ опубликованных работ по растворам металлофталоцианинов позволяет отметить некоторые особенности поглощения света в этих средах. Так, с ростом показателя преломления растворителя имеет место тенденция смещения максимума спектра поглощения $\lambda_{\text{макс}}$ в красную сторону. В ОКГ относительно небольшой мощности могут быть использованы фталоцианины III и IV групп периодической системы, так как для этих соединений известно много растворов со сравнительно большими показателями преломления. При работе с излучениями большой мощности выгодно использовать фталоцианины металлов V—VII групп периодической системы, так как для них известны растворители с высокими порогами самофокусировки и вынужденного рассеяния. Времена релаксации τ , соответствующие переходам $S \rightarrow S^1$ для различных растворов металлофталоцианинов имеют большой разброс. Так, например, для растворов фталоцианина магния в диоксане, толуоле, пиридине, этиловом спирте и ацетоне времена релаксации равны $6,5 \cdot 10^{-9}$, $8,1 \cdot 10^{-9}$; $8,6 \cdot 10^{-9}$; $3,0 \cdot 10^{-9}$ с соответственно (см., например, сводку данных в работе [165]). Такой разброс значений τ для различных веществ объясняется существенной зависимостью времен жизни возбужденных состояний от природы атомов металла и типа растворителя. Когда время релаксации для перехода $S^1 \rightarrow T$ меньше, чем для перехода $S^1 \rightarrow S$, $\tau(S^1 \rightarrow T) < \tau(S^1 \rightarrow S)$, большая часть молекул накапливается на триплетных уровнях. Как правило, растворы с $\tau(S^1 \rightarrow T) < \tau(S^1 \rightarrow S)$ не люминесцируют и обладают временем жизни на два-три порядка большим, чем время жизни возбужденного состояния люминесцирующих растворов, для которых $\tau(S^1 \rightarrow S) < \tau(S^1 \rightarrow T)$. Для излучения рубинового ОКГ ($\lambda = 0,69$ мкм) сечения поглощения имеют значения в пределах $10^{-16} - 10^{-17}$ см². Спектроскопические свойства металлофталоцианинов рассмотрены в [162—164].

Резонансным поглощением в области излучения стекол с примесью неодима ($\lambda = 1,06$ мкм) обладают различные

типы полиметиновых красителей [162], например ряд трипентакарбоцианинов, различающихся анионами (№ 2171, 2172, 2173 и т. д.), алкилами у атомов азота (№ 2139, 2140 и другими), заместителями в гетероциклических остатках (№ 3976, 3977) и т. д. В зависимости от типа растворителя (метилловый спирт, пиридин, нитробензол, хинолин, α -нитробензол и т. д.) положение максимума полосы поглощения для различных полиметиновых красителей может изменяться в пределах от 0,98 до 1,09 мкм с некоторой тенденцией

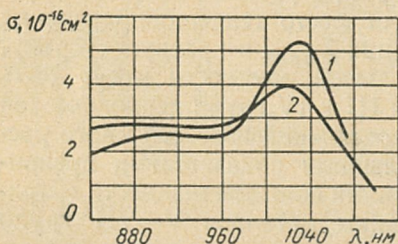


Рис. 1.47. Зависимость эффективного сечения поглощения σ от длины волны λ для раствора красителя в нитробензоле (1) и для триацетатной пленки (2).

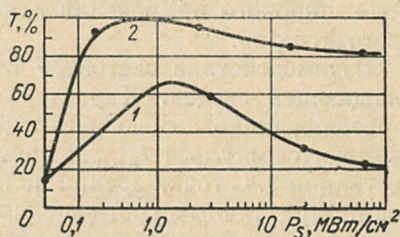
смещения в сторону больших длин волн по мере увеличения коэффициента преломления растворителя. Существенным недостатком большинства растворов полиметиновых красителей является недостаточная стойкость к мощному световому излучению, под воздействием которого в этих средах происходят необратимые фотохимические реакции. Кроме того, некоторые типы красителей разлагаются и при длительном хранении.

Наряду с жидкими растворителями полиметиновый краситель может быть введен также в полимеры. В работе [169] сообщается о приготовлении триацетатной пленки с полиметиновым красителем, получаемой из раствора триацетата целлюлозы в мителенхлориде с добавкой красителя, разведенного в том же растворителе. Толщина пленки составляла 125—140 мкм. Полоса поглощения в такой пленке получается менее ярко выраженной, чем в жидком растворителе (рис. 1.47). Как показано в [169], пленка с полиметиловым красителем может храниться в течение 8—10 месяцев при температуре 4°C без заметных изменений характеристик. В зависимости от плотности световой энергии, проходящей через пленку, ее триацетатная основа выгорает за одну или несколько световых вспышек.

Следует отметить, что органические красители могут не полностью просветляться даже при достаточно большой

мощности проходящего через них излучения. Наличие остаточных потерь может быть, в частности, объяснено поглощением света молекулами красителя, находящимися в возбужденном состоянии, т. е. переходом $S^1 \rightarrow T^1$. Другой причиной появления остаточных потерь является образование рассеивающих пузырьков, возникающих в результате поглощения лазерного излучения на различных поглощающих образованиях, которыми могут являться, например, агрегаты или скопления молекул красителя. Как показано в работе [170], в результате происходящих под действием светового импульса «микровзрывов» таких погло-

Рис. 1.48. Зависимость величин пропускания T от мощности просветляющего излучения на единицу площади P_S для растворов фталоцианина ванадия в толуоле, приготовленных путем механического перемешивания (1), путем длительного кипячения (2).



щающих образований могут появляться пузырьки с диаметром в несколько десятков микрон, имеющие время схлопывания $10^{-3} - 10^{-1}$ с. Особенно интенсивно происходит образование таких микропузырьков в растворах, содержащих достаточно крупные агрегаты молекул красителя (их присутствие можно установить по фиолетовой опалесценции жидкости), причем эффект зависит от способа приготовления раствора и может усиливаться в результате взбалтывания раствора или понижения давления. На рис. 1.48 показана зависимость величины пропускания от мощности просветляющего излучения для растворов фталоцианина ванадия в толуоле, один из которых был приготовлен путем механического перемешивания при комнатной температуре, а другой — путем длительного кипячения, что, как известно, приводит к разрушению агрегатов. Подобным же образом связана с мощностью светового излучения и величина пропускания полиметиновых красителей. Максимальное просветление растворов фталоцианинов и полиметиновых красителей зависит также от исходной оптической плотности раствора, которая для наиболее часто используемых растворов находится в пределах от 2,0 до 0,5. Достигаемые

при этом под действием излучения значения максимального пропускания лежат в пределах от 60 до 90%.

Кроме рассмотренных выше органических красителей, свойством просветления обладают, например, стекла КС-19 [171], пригодные для управления излучением рубинового ОКГ, в которых основной рабочей примесью являются полупроводниковые частицы CdSe , входящие в матрицу стекла. Насыщение поглощения в этих частицах приводит к просветлению среды. Для управления излучением стекла с неодимом представляют интерес стекла с примесью уранила UO_2^{**} [172], просветляемые светом ламп оптической накачки. Однако эти и другие, подобные им вещества, не нашли пока широкого применения в качестве рабочей среды для светозатворов.

Взаимодействие светового излучения с резонансно-поглощающей средой. Характер взаимодействия излучения с резонансно-поглощающей средой зависит от длительности светового импульса $t_{\text{имп}}$ и времени жизни возбужденного состояния τ . С точки зрения понимания физических процессов при различных соотношениях $t_{\text{имп}}$ и τ в двухуровневой модели представляется интересным рассмотреть два следующих случая: длительность светового импульса значительно меньше времени релаксации просветленного состояния ($t_{\text{имп}} \ll \tau$); время релаксации просветленного состояния сравнимо или меньше длительности светового импульса ($t_{\text{имп}} \geq \tau$). Рассмотрение этих случаев может быть проведено на основе уравнений баланса, условия применимости которых обсуждаются в работе [161], а механизмы просветления фототропных сред — в [170—182]. В работах [173, 174, 176, 178, 179] показано, что в двухуровневой и многоуровневой поглощающих средах при пренебрежении релаксацией в основное состояние просветление резонансно-поглощающей среды имеет волноподобный характер. Позади бегущего фронта волны просветления среда прозрачна для светового излучения, причем при использовании двухуровневой модели поглощающих центров [173, 176, 179] происходит выравнивание населенностей энергетических уровней, а при использовании трехуровневой может реализоваться волна инвертирования населенностей энергетических уровней среды [174, 179]. Прохождение импульса монохроматического светового излучения через слой, содержащий двухуровневые поглощающие центры, может быть описано системой уравнений для плотности фотонов

$\Phi(x, t)$ и населенностей уровней среды $N_{1,2}(x, t)$ [178, 179]:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + c \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\sigma c (N_1 - N_2) \Phi, \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_1 - N_2) = -2\sigma c (N_1 - N_2) \Phi + \frac{N_2}{\tau}, \quad (1.48)$$

где σ — сечение поглощения фотона; c — скорость света в среде; τ — время жизни возбужденного состояния.

Уравнения (1.47) и (1.48) справедливы при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} \Phi(x=0, t) &= \Phi_0(t); \quad N_1(x, t=0) = N_0(t); \\ N_2(x, t=0) &= 0. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Если время жизни возбужденного состояния много больше длительности импульса излучения, то в уравнении (1.48) можно пренебречь последним членом. При этом в случае прямоугольного импульса излучения и однородного распределения поглощающих центров в среде с большой исходной оптической плотностью ($\sigma N L_c \gg 1$) решения уравнений (1.47), (1.48) для Φ и $N = N_1 - N_2$ при граничных условиях (1.49) имеют явную волноподобную форму [176, 179]:

$$\begin{aligned} \Phi(x, t) &= \Phi_0 \{1 + \exp[\sigma(N_0 + 2\Phi_0)(x - vt)] - \\ &\quad - \exp[2\sigma\Phi_0(x - ct)]\}^{-1}, \end{aligned} \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} N(x, t) &= N_0 \{1 + \exp[-\sigma(N_0 + \\ &\quad + 2\Phi_0)(x - vt)] - \exp[-\sigma N_0 x]\}^{-1}, \end{aligned} \quad (1.51)$$

причем скорость бегущего фронта насыщения поглощения определяется соотношением

$$v = 2\Phi c (N_0 + 2\Phi_0)^{-1}. \quad (1.52)$$

Из решений (1.50), (1.51) следует, что бегущий фронт насыщения поглощения имеет конечную ширину и формируется на конечном расстоянии от ее границы. Ширина фронта волны, определяемая из условия уменьшения коэффициента поглощения от максимального значения $\alpha_0 = \sigma N_0$ до величины $1/2 \cdot 10^{-p} \alpha_0$, находится из соотношения

$$\Delta = [\ln 10 (10^p - 2)] [\sigma (N_0 + 2\Phi_0)]^{-1}, \quad (1.53)$$

где $p > 1$; $\tau_{\text{пр}} = (N_0 + 2\Phi_0) L / 2\Phi_0 c$ — время просветления слоя волной; $\tau' / \tau_{\text{пр}} = \ln 20 / \sigma N_0 L c$. Здесь τ' — время формирования волны; L_c — толщина слоя.

Характерно, что скорость волны не зависит от σ , однако волна просветления возникает при больших сечениях поглощения фотона $\sigma \gg 1/NL_c$. Последнее условие соответствует условию больших оптических толщин, $D \gg 1$, где $D = \alpha_0 L_c$.

Из соотношений (1.50) и (1.51) следует, что ширина фронта волны соответствует оптической плотности среды $Df \gtrsim 4$. Таким образом, волноподобное просветление может быть реализовано при оптических толщинах $D \gtrsim 2Df \gtrsim 8$. На рис. 1.49 показана картина волны просветления в фототропной двухуровневой среде. Профили различных параметров волны соответствуют выражениям (1.50) и (1.51). При $t_{\text{имп}} \gtrsim \tau$ пренебречь релаксационным членом в уравнении

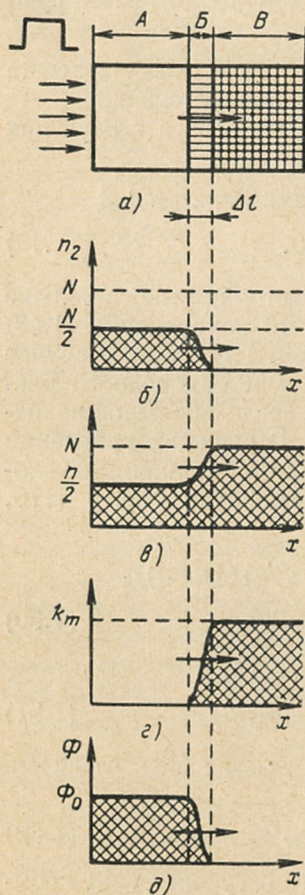


Рис. 1.49. Качественная картина просветления среды с одним типом равномерно распределенных поглощающих центров под действием прямоугольного импульса резонансного излучения:

a — одномерная среда (A — просветленная область; B — просветляющий слой; V — непросветленная часть среды); b и c — характер изменения заселенностей энергетических уровней 2 и 1 при прохождении волны просветления; d и e — зависимости коэффициента поглощения и плотности фотонов в среде от координаты в фиксированный момент времени.

(1.48) нельзя, решение системы для произвольных значений параметров может быть получено только численными методами. Такие расчеты были выполнены в [175, 178, 180].

Рассмотрим физическую картину, соответствующую релаксационному случаю [178, 179]. В течение времени

$\Delta t \approx \tau/2$ в среде будет распространяться волна просветления, слабо искаженная релаксацией. При этом крутизна переднего фронта импульса возрастает, задний фронт импульса деформируется слабее, поскольку он распространяется в частично просветленной среде. Поэтому импульсы, для которых $t_{\text{имп}} = \tau$, по выходу из среды становятся асимметричными [161]. Параметры импульсов, прошедших через среду, для которых $t_{\text{имп}} \gg \tau$ могут быть получены из аналитического решения системы в квазистационарном приближении, т. е. при выполнении условия $\frac{d\Phi_0(t)}{dt} \ll \tau^{-1}\Phi_0(t)$. При этом производными в системе (1.47), (1.48) можно пренебречь. Тогда неявное решение для плотности фотонов в среде имеет вид [178]:

$$\ln \frac{\Phi(x, t)}{\Phi_0(t)} = 2\sigma\Phi_0(t) c\tau \left(1 + \frac{\Phi(x, t)}{\Phi_0(t)} \right) - \sigma N_0 x. \quad (1.54)$$

Из выражения (1.54) следует, что через фототропную среду пройдет преимущественно та часть импульса, для которой

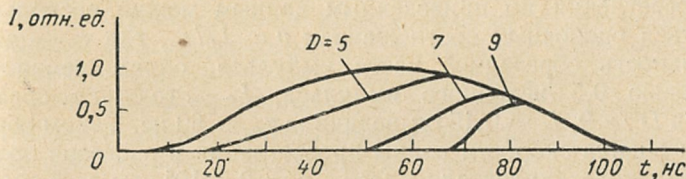


Рис. 1.50. Импульсы излучения, прошедшего через раствор полиметинового красителя с различной оптической плотностью D .

входная плотность потока энергии удовлетворяет условию $P_{\text{вх}} \geq \alpha_0 L_c (\hbar\nu/2\sigma\tau)$. При этом наряду с уменьшением амплитуды импульса будет иметь место сокращение его длительности за счет обрезания (сильного поглощения) нарастающей и спадающей частей.

Явные решения уравнения (1.54) приведены в [178]. При прохождении импульса ОКГ через раствор фталоцианина ванадия при $D = 13$ наблюдалось трехкратное сокращение длительности импульсов [178]. На рис. 1.50 приведены совмещенные копии осциллограмм входного импульса ОКГ с $\lambda = 1,06$ мкм ($D = 0$) и импульсов, прошедших через раствор полиметинового красителя в кювете переменной толщины при оптической толщине фототропной среды $D = 9$. Энергия входных импульсов составляла 0,3 Дж,

длительность по половине амплитуды 60 нс. С ростом оптической плотности фототропной среды сокращается время нарастания и длительность выходных импульсов. Существенное изменение выходного импульса имеет место при $D \geq 5$. При $D = 9$ время нарастания импульса (в интервале 0,5—1 пикового значения) по сравнению с исходным импульсом уменьшается в 5 раз, длительность импульса на уровне половины пиковой мощности сокращается в 4 раза. Обрезание передней части импульса имеет место при незначительном изменении формы оставшейся части импульсов. При $D > 10$ происходит дальнейшее сокращение длительности импульса. При этом обрезание импульса имеет место на спадающей его части. Приведенные экспериментальные данные соответствуют волноподобной картине просветления оптически плотной среды. При таком механизме просветления время нарастания выходного импульса уменьшается с ростом оптической плотности, причем существенное изменение формы импульса должно иметь место при $D > 4$. Для определения среднего значения скорости волны просветления по приведенным данным можно воспользоваться оценочным соотношением $v = L_c/\tau_n$, где τ_n — длительность обрезанной части импульса, определяемая по уровню 0,5 исходного импульса; L_c — толщина среды. При $D = 9$, $L = 0,15$ см величина $\tau_n = 60$ нс. Таким образом оценка скорости волны просветления в растворе полиметинового красителя дает $v = 2,5 \cdot 10^8$ см/с равную $0,8 \cdot 10^{-4}$ с, где c — скорость света в вакууме. Пользуясь этим значением v и экспериментальным значением коэффициента поглощения при малых плотностях потоков энергии (для $\lambda = 1,060$ мкм) $\alpha_0 = 60$ см $^{-1}$ из соотношения $t_n = (\alpha_0 v)^{-1}$, где v — скорость волны просветления, получаем время нарастания выходного импульса $t_n = 7$ нс. Эта величина согласуется с величиной t_n , полученной экспериментально, составляющей 6—10 нс при $D = 9$. Как было отмечено выше, в настоящее время уже имеется большое количество веществ со значениями времен релаксации, разбросанными в весьма широком интервале. Длительности генерируемых ОКГ импульсов также изменяются в широких пределах. При решении различных практических задач с применением фототропных светозатворов в ряде случаев оказывается существенным учитывать взаимное соответствие времени релаксационного просветления и длительности светового импульса, чтобы обеспечить более

предпочтительный вариант взаимодействия светового излучения с резонансно-поглощающей средой.

Так, при модуляции добротности лазерных резонаторов, фототропный светозатвор просветляется спонтанным излучением до уровня, который обеспечивает процесс развития генерации. Затем вынужденное излучение увеличивает просветление светозатвора до максимального значения. Такие условия соответствуют наиболее быстрому протеканию процесса генерации излучения. Очевидно в этом случае предпочтительнее безрелаксационный вариант взаимодействия излучения с резонансно-поглощающей средой, так как релаксационные потери могут только ухудшить условия генерации.

При использовании фототропных светозатворов для оптической развязки усилительных каскадов потери на поддержание просветленного состояния среды не имеют такого значения, как при модуляции добротности. Светозатвор, используемый для разделения усилительных каскадов, должен просветляться только под действием усиливаемого светового импульса и ни в коем случае не в результате спонтанной суперлюминесценции в процессе оптической накачки. Последнее обстоятельство приводит к необходимости применения фототропных сред с большой оптической плотностью. В зависимости от соотношения между длительностью усиливаемого импульса и временем релаксации возбужденных состояний фототропной среды при прохождении импульса через усилитель либо только укорачивается фронт (при $t_{\text{имп}} \ll \tau$), либо укорачивается как фронт, так и спад с одновременным уменьшением амплитуды импульса (при $t_{\text{имп}} \gtrsim \tau$) [178]. При этом оставшаяся часть импульса проходит через среду без потерь энергии. Время нарастания такого импульса после прохождения через среду $t_{\text{н}}$ определяется по порядку величины временем, в течение которого волна просветления проходит расстояние, равное ширине ее фронта, т. е. $t_{\text{н}} \approx l_0/v_{\text{гр}}$. Величина l_0 определяется коэффициентом поглощения при малых плотностях потоков излучения $l_0 \approx 1/\alpha_0$. Поэтому время нарастания определяется соотношением [178]:

$$t_{\text{н}} = 2,5 (hv/\sigma P_{\text{вх}}),$$

где $P_{\text{вх}}$ [Вт/см²] — амплитудная плотность потока энергии входного импульса.

При использовании фототропных светозатворов для получения пикосекундных импульсов методом самосинхронизации мод имеют место дополнительные условия, ограничивающие величину времени релаксации просветленного состояния. Действительно, в этом случае в лазерном резонаторе возбуждается ряд аксиальных типов колебаний, что приводит к появлению флуктуаций интенсивности с характерным временем порядка t_1/m , где t_1 — время пролета квантом длины резонатора; m — число возбуждаемых в резонаторе типов колебаний [151, 183]. Число флуктуационных выбросов за время t_1 порядка m , а их амплитуда случайна. Чтобы в этих условиях фототропный светозатвор мог реагировать на отдельные флуктуационные выбросы, время релаксации просветленного состояния должно быть значительно короче t_1/m . При этих условиях нелинейный поглотитель сильнее подавляет малые флуктуации интенсивности и слабее большие, в результате чего наиболее интенсивный флуктуационный выброс усиливается и сужается быстрее остальных и в конце концов вызывает насыщение поглощения. Таким образом, при генерации пикосекундных импульсов необходимо использовать вещества с предельно малыми временами релаксации возбужденных состояний.

Конструкция фототропных светозатворов. Наибольшее практическое значение имеют жидкостные и пленочные фототропные светозатворы. Жидкостный фототропный светозатвор представляет собой стеклянную или кварцевую кювету, заполненную раствором резонансно-поглощающего вещества в органическом растворителе. Кювета изготавливается из толстого стеклянного (или кварцевого) кольца и двух плоскопараллельных пластин, соединенных с кольцом глубоким оптическим контактом (рис. 1.51). Кольцо имеет отверстие сбоку для заливки раствора. После заливки отверстие закрывается притертой стеклянной или фторопластовой пробкой. Поверхности деталей кюветы перед посадкой на глубокий оптический контакт обрабатываются с точностью до одной полосы ($N = 1,0$), при местной ошибке с точностью до двух десятых полосы ($\Delta N = 0,2$). Параллельность входных окон кюветы должна составлять 5—10 угл. с. Подходящей маркой стекла для кювет является К-8. Толщина полости для заливки фототропной среды обычно выбирается минимально возможной (в пределах 1—3 мм). С увеличением толщины фототропной среды возрастают потери

из-за явлений ВРМБ и ВКР в органическом растворителе. Кроме того, кюветы малой толщины меньше смещают луч при установке их под углом Брюстера к падающему излучению. Для увеличения срока службы фототропной жидкости полезно делать диаметр полости для заливки больше светового диаметра, либо предусматривать специальные пазы в плоскопараллельных пластинах. Возможны также сварные конструкции кювет. Такие жидкостные фототропные светозатворы пригодны для получения наносекундных

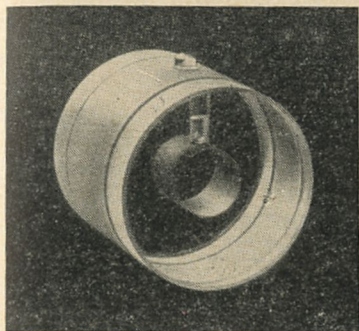


Рис. 1.51. Кювета с раствором.

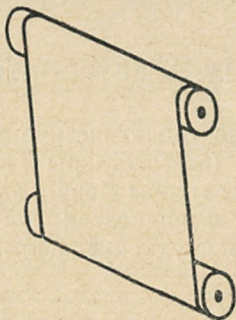


Рис. 1.52. Пленочный светозатвор.

и пикосекундных импульсов. Они незаменимы также во всех экспериментах, где необходимо производить подбор концентрации растворенного резонансно-поглощающего вещества.

Конструкция пленочного светозатвора в значительной степени определяется нестойкостью фототропных пленок к воздействию мощного излучения (рис. 1.52). Это обстоятельство требует замены рабочей зоны после однократного (или более) срабатывания. Как показано на рис. 1.52, такая замена обеспечивается вращающим механизмом с двумя катушками, между которыми перематывается фототропная пленка. Это является вполне достаточным, поскольку никакой особой юстировки тонких фототропных пленок не требуется. Технологическая сложность приготовления фототропных пленок исключает возможность подбора концентрации для каждого нужного случая в процессе эксперимента и ограничивает набор концентраций резонансно-поглощающих веществ выпускаемыми типами пленок.

Однако в некоторых случаях, например при оптической развязке усилительных каскадов, этого оказывается вполне достаточно. При оптической развязке усилительных каскадов требуется, чтобы фототропная пленка не просветлялась суперлюминесценцией в процессе накачки, а просветлялась только под действием проходящего усиливаемого излучения, при этом требования к величине просветляющего излучения не критичны. Главным преимуществом пленочных светозатворов является возможность управлять световыми лучами с большим поперечным сечением.

1.7. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЗАТВОРЫ

Электрооптические светозатворы основаны на линейном [184] (светозатворы Поккельса) или квадратичном [185] (светозатворы Керра) электрооптическом эффекте в твердых телах и жидкостях. Электрооптические светозатворы состоят из двух скрещенных поляризаторов, между которыми

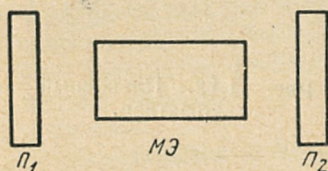


Рис. 1.53. Оптическая схема полуволнового светозатвора:

P_1 — поляризатор; МЭ — модуляционный (электрооптический) элемент; P_2 — анализатор.

находится электрооптический, или, как его еще называют, модуляционный элемент, выполняющий роль управляемой электрическим полем фазовой пластинки (рис. 1.53). Характеристики поляризатора и электрооптического элемента определяют основные параметры светозатворов. Свойства электрооптических материалов и многие особенности светозатворов рассмотрены в [186—191], там же приведена подробная библиография. Ниже обсуждаются только те особенности светозатворов, которые связаны с их использованием в лазерной технике.

Электрооптические элементы, основанные на эффекте Поккельса. В настоящее время для изготовления электрооптических элементов наиболее широко применяются кристаллы, принадлежащие классу $\bar{4}2m$, которые обладают значительным электрооптическим эффектом. Современная технология выращивания позволяет обеспечить получение этих

кристаллов с весьма хорошими оптико-механическими характеристиками. Особенно это относится к таким кристаллам, как кристаллы дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP), дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), дигидрофосфата рубидия RbH_2PO_4 (RDP), дейтерированного дигидрофосфата калия KD_2PO_4 (DKDP); другие кристаллы этого класса: $\text{ND}_4\text{D}_2\text{PO}_4$ (DADP), $\text{NH}_4\text{H}_2\text{AsO}_4$ (ADA), KH_2AsO_4 (KDA), RbH_2AsO_4 (RDA), CSH_2AsO_4 (CDA) — пока еще практически не применяются, хотя некоторые их свойства представляют значительный интерес для использования в светозатворах.

Возможны различные варианты ориентации электрического поля, направления распространения света и его поляризации относительно главных осей кристалла класса $\bar{4}2m$, используемых для разработки электрооптических элементов.

Как показывает анализ оптической индикатрисы, в случае, когда поле направлено вдоль оптической оси кристалла OZ , кристаллы становятся двухосными с главными осями OX' и OY' , составляющими угол 45° с кристаллографическими осями OX и OY , и показателями преломления вдоль новых осей, равными:

$$\begin{aligned} n_{x'} &\approx n_0 + 1/2 n_0^3 r_{63} E, \\ n_{y'} &\approx n_0 - 1/2 n_0^3 r_{63} E, \end{aligned} \quad (1.55)$$

где n_0 — показатель преломления обыкновенной волны; r_{63} — электрооптическая постоянная.

Если свет направлен вдоль оптической оси OZ и его плоскость поляризации совпадает с направлением OX , в кристалле распространяются две ортогонально поляризованные компоненты с одинаковыми амплитудами и разными скоростями. Пройдя путь l , эти компоненты приобретают разность фаз Γ , равную:

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} l E = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}}. \quad (1.56)$$

Величина $U_{\lambda/2} = \lambda/2 n_0^3 r_{63}$ равна полуволновому напряжению.

Электрооптический эффект с такой взаимной ориентацией электрического поля, направления света и его поляризации относительно главных осей принято называть продольным линейным электрооптическим эффектом. Продольный

электрооптический эффект нашел наибольшее практическое применение в электрооптических элементах из кристаллов типа KDP. При других ориентациях направления света и его поляризации относительно главных осей существенное влияние на работу светозатворов оказывает естественное двулучепреломление кристалла.

Конструктивно модулирующий элемент, основанный на продольном электрооптическом эффекте, выполняется

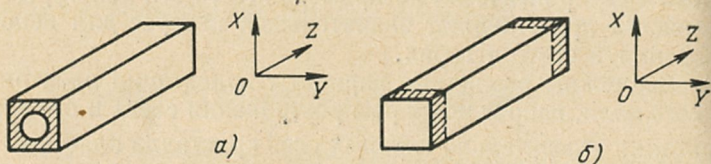


Рис. 1.54. Конструкция модуляционного элемента из KDP основанного на продольном электрооптическом эффекте (штриховкой показаны электроды).

в виде круглого или прямоугольного стержня [189], с длиной вдоль оси Z , в 2—2,5 раза превышающей его поперечные размеры (рис. 1.54). Электрическое поле создается в кристалле при подаче напряжения на два электрода с отверстиями для светового луча (рис. 1.54, а), или на электроды, выполненные в виде двух поясков, наносимых на боковую поверхность модулирующего элемента у торцов (рис. 1.54, б). Из-за имеющейся при этом неоднородности электрического поля возникают неоднородные пьезоэлектрические напряжения в кристалле и изменение полуволнового напряжения в радиальном направлении, которые, однако, для большинства практических применений светозатворов в лазерных схемах не имеют большого значения. Торцы модуляционного элемента обрабатываются по 14 классу чистоты. Непараллельность поверхностей торцов должна быть не более 5—10".

Кроме рассмотренного выше так называемого первичного или «истинного» электрооптического эффекта, на свойства модуляционного элемента очень сильно влияет вторичный («ложный») электрооптический эффект, обусловленный деформациями кристалла, возникающими при наложении электрического поля в результате обратного пьезоэффекта. Эти деформации приводят к дополнительному изменению оптической индикатрисы показателя преломления. Влияние

деформаций на электрооптические свойства кристаллов, справедливое для статического состояния или медленно меняющегося электрического поля, рассмотрено в [186]. Для кристаллов типа KDP при направлении внешнего электрического поля по оси [001] выражение для суммарной электрооптической постоянной имеет вид

$$r_{63} = r'_{63} + d_{36}p_{66} = r'_{63} + d_{36}c_{66}\pi_{66}, \quad (1.57)$$

r_{63} — электрооптический коэффициент механически свободного кристалла; r'_{63} — электрооптический коэффициент механически зажатого кристалла, соответствующий истинному электрооптическому эффекту; $d_{36}p_{66} = d_{36}c_{66}\pi_{66}$ — величина, характеризующая упругооптический эффект, определяемый пьезоэлектрическим модулем d_{36} и упругооптическим коэффициентом p_{66} или постоянной упругой жесткости

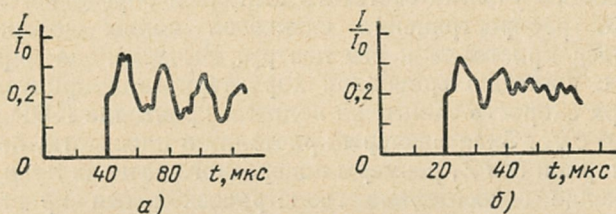


Рис. 1.55. Временная зависимость пропускания светозатвора, открываемого прямоугольным электрическим импульсом:

a — модуляционный элемент, основанный на продольном электрооптическом эффекте из KDP с размерами $24 \times 24 \times 50$ мм³; *б* — модуляционный элемент, основанный на продольном электрооптическом эффекте из KDP с размерами $10 \times 10 \times 36$ мм³. Амплитуда электрического импульса равнялась 3,5 кВ.

c_{66} и пьезооптическим коэффициентом π_{66} . Если время изменения электрического поля меньше времени установления равновесного состояния кристалла, в кристалле могут возникнуть упругие колебания [190]. Влияние быстрых переменных полей на поведение кристалла лучше всего изучено для кристаллов типа KDP.

Влияние на суммарную электрооптическую постоянную пьезоакустических колебаний, вызванных гармоническим электрическим напряжением, рассмотрено в работе [192]. Модуляционные элементы лазерных светозатворов управляются прямоугольными электрическими импульсами с крутыми фронтами 10^{-9} — 10^{-8} с при длительностях от 0,1 мкс до нескольких миллисекунд. В связи с этим первостепенное

значение имеют не столько колебания, рассмотренные в [192], сколько переходные процессы в кристалле, приводящие к установлению и затуханию этих колебаний. В работе [193] приведены экспериментальные результаты по исследованию пропускания светозатворов с продольными модуляционными элементами, управляемыми прямоугольными импульсами. Как показано на рис. 1.55, только в начальной части пропускаемого светозатвором импульса имеется горизонтальный участок, после чего возникают сложные колебания большой амплитуды — результат сложения нескольких гармонических колебаний. С приближением амплитуды прямоугольных электрических импульсов к полуволновому напряжению искажения светового импульса уменьшаются в соответствии с изменением крутизны модуляционной характеристики светозатвора. Длительность неискаженного участка светового импульса определяется скоростью распространения сдвиговой волны деформации от краев кристалла к его центру. Вычисленная в работе [193] с помощью временной характеристики пропускания затвора скорость сдвиговой волны в кристалле KDP равна $1,8 \cdot 10^5$ см/с. Зная размеры кристалла в плоскости, перпендикулярной оси Z , размеры поперечного сечения луча и его положение относительно геометрической оси кристалла, можно вычислить максимальную длительность световых импульсов, не искаженных влиянием пьезооптического эффекта. Длина неискаженного участка светового импульса составляет обычно несколько микросекунд, после чего световой импульс искажается устанавливающимися в кристалле колебаниями. Амплитуда колебаний и их спектр зависят как от типа кристалла, так и от геометрии модуляционного элемента, способа закрепления и т. д.

Кроме рассмотренных выше факторов, определяющих величину разности фаз, последняя зависит также от температуры. В модуляционном элементе из KDP на продольном электрооптическом эффекте при прохождении лазерного излучения возникает радиальный градиент температуры. Наличие градиента температуры приводит [194] к появлению дополнительной разности фаз:

$$\Gamma_T = \frac{2\pi n_0^3}{\lambda} \int_0^l a_{66}(x, y, z) dz, \quad (1.58)$$

где $a_{66} = p_{66}\epsilon_6$; ϵ_6 — деформация.

Таким образом, возникающая из-за градиента температуры разность фаз может быть определена, если известно поле деформаций по сечению модуляционного элемента; однако в большинстве практических случаев, особенно для однократных импульсов, Γ_T не велико и на работу ОКГ не влияет.

В настоящее время кристаллы KDP, RDP, ADP, DKDP вполне удовлетворяют всем [191] требованиям, предъявляемым к материалам для изготовления светозатворов. Важнейшие характеристики этих кристаллов (спектры пропускания, электрооптические и пьезооптические коэффициенты, показатели преломления, дисперсионные и температурные зависимости) достаточно хорошо изучены [188, 191].

Кристаллы KDP и DKDP являются в настоящее время основным материалом для изготовления лазерных светозатворов. Несмотря на их довольно высокие полуволновые напряжения, именно на основе этих кристаллов решается большинство задач по управлению лазерным излучением области спектра от 0,4 до 1,2 мкм. Другие кристаллы этого класса либо не имеют перед KDP и DKDP существенных преимуществ, либо технология их получения не обеспечивает удовлетворительных оптических характеристик. Недостатком указанных кристаллов является их гигроскопичность, с которой связана необходимость защиты рабочих поверхностей от воздействия влаги. Однако в лабораторных условиях можно при аккуратном обращении достаточно долго использовать модуляционные элементы из KDP с незащищенными рабочими поверхностями. Основными критериями пригодности кристаллов KDP и других для использования в лазерных светозатворах являются малое поглощение (0,3—1) %/см и малое пропускание в скрещенных поляризаторах.

Хуже обстоит дело с использованием в качестве лазерных модуляционных элементов других типов кристаллов. Для кристаллов класса $\bar{4}3m$ и 23 кубической системы CuCl ; ZnSe ; ZnTe ; $\text{Bi}_4(\text{GO}_4)_3$; $\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$; $\text{Bi}_{12}(\text{GeO}_{20})$; $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_2\text{HCl}^-)_2$; $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_2\text{HBr}^-)_2$ пока не определены перспективы использования в лазерных модуляционных элементах из-за трудностей получения больших образцов с хорошими оптическими качествами.

Большой интерес представляют кристаллы с высокими электрооптическими коэффициентами, например BaTiO_3 ; $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$; $\text{K}_{0,6}\text{Zi}_{0,4}\text{NbO}_3$; $\text{K}_a\text{Ta}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$; $\text{KSr}_2\text{Nb}_5\text{O}_{15}$

[187—189]. Эти кристаллы при комнатной температуре являются сегнетоэлектриками и обладают электрооптическим эффектом, значительно более сильным, чем кристаллы типа KDP. Однако перспективы их использования в лазерных модуляционных элементах пока также не определились.

Относительно использования кристаллов класса $3m$ [LiNbO_3 , LiTaO_3] сообщается, например, в [195, 196]. Наиболее пригодным вариантом взаимных направлений поля света и кристаллографических осей является такой вариант, когда электрическое поле перпендикулярно оси OZ , а свет распространяется вдоль оптической оси [189]. Сечение оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной оси OZ , является эллипсом, главные оси которого повернуты на угол γ относительно кристаллографических осей OX и OY , причем $\text{tg } 2\gamma = E_x/E_y$. При изменении соотношения E_x/E_y эллипс вращается. Величина электрооптического эффекта, характеризуемая разностью фаз Γ , зависит лишь от $|E|$:

$$\Gamma = (2\pi/\lambda) n_0^3 r_{22} E l, \quad (1.59)$$

где $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$. Для каждого направления поля в этом случае необходимо задавать соответствующее направление поляризации света. Так, например, при $E_y = 0$ свет должен быть поляризован по оси OX или OY , при $E_x = 0$ направление поляризации света должно составлять 45° с осями OX и OY . Существенным недостатком кристаллов LiNbO_3 (ЛН) и LiTaO_3 (ЛТ) является изменение показателей преломления при больших плотностях светового пучка. ЛН прозрачен в области от 0,35 до 6 мкм. Однако использование ЛН при больших плотностях лазерного излучения видимого диапазона (например, рубинового) приводит к его окрашиванию [195]. Поэтому ЛН более пригоден для работы в ИК-диапазоне. Кристаллы ЛН имеют довольно значительную твердость (5 по Моосу) и хорошо обрабатываются. Значительно меньшее по сравнению с KDP полуволновое напряжение делает их более перспективными для использования в частотных ОКГ. В работе [196] сообщается об использовании ЛН в светозатворе для модуляции добротности ОКГ на флюорите с диспрозием с большой частотой следования импульсов.

Из других кристаллов следует упомянуть кристаллы α -кварца. Несмотря на малость электрооптического эффекта, кристаллы кварца представляют интерес из-за высокого оптического качества. В кварце может быть использован

поперечный электрооптический эффект для света, направленного вдоль оптической оси. Однако в результате сильного влияния оптической активности на электрооптический эффект, модуляция с помощью кварца возможна при больших напряжениях, что практически нереально. Устранить влияние оптической активности удастся при разъюстировке направления света относительно главной оптической оси на небольшой угол $5-7^\circ$. Эта разъюстировка приводит, однако, к появлению постоянной разности фаз.

Электрооптические элементы, основанные на эффекте Керра. Кроме линейного электрооптического эффекта, имеющего место только в кристаллах, лишенных центра симметрии, модуляционные элементы могут быть основаны и на так называемом квадратичном электрооптическом эффекте. Наибольшим квадратичным эффектом обладают кристаллы группы перовскитов ABO_3 и жидкости — нитробензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$ и сероуглерод CS_2 . Использование в светозатворах модуляционных элементов, основанных на квадратичном эффекте, представляет интерес из-за отсутствия естественного двулучепреломления. При использовании светозатворов для осуществления обратной связи в резонаторах ОКГ модуляционные элементы на квадратичном электрооптическом эффекте более предпочтительны также благодаря квадратичной зависимости разности фаз от приложенного напряжения [197, 198]. Особенный интерес с этой точки зрения представляют кристаллы группы перовскитов, к которым относятся танталат-ниобат (КТН) и титанат бария (BaTiO_3), обладающие аномально высоким квадратичным электрооптическим эффектом. Разности фаз для различных вариантов направлений поля, света и кристаллографических осей могут быть легко получены из анализа оптической индикатрисы, имеющей вид

$$\sum_{ijkl} \left(\frac{1}{n_0^2} \delta_{ij} + r_{ijk} E_k + Q_{ijkl} P_k P_l \right) x_i x_j = 1, \quad (1.60)$$

где P_k — компоненты вектора поляризации среза, $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$, $\delta_{ij} = 1$ при $i = j$. Для этих кристаллов отличны от нуля следующие коэффициенты тензора Q_{mn} :

$$Q_{1111} = Q_{222} = Q_{333} = Q_{11}; \quad Q_{1122} = Q_{2211} = Q_{1133} = Q_{3311} = Q_{12};$$

$$Q_{1212} = Q_{2323} = Q_{3131} = 1/2 Q_{44}.$$

Поэтому для света, распространяющегося в плоскости XU и поляризованного под углом 45° к оси OZ , с направлением которой совпадает электрическое поле, разность фаз Γ на длине кристалла будет равна:

$$\Gamma = (\pi/\lambda) (Q_{11} - Q_{12}) n_0^3 P^2 l. \quad (1.61)$$

Если к кристаллу приложено дополнительное постоянное поле $E_{\text{см}}$, вызывающее постоянную поляризацию среды в направлении оси Z , равную $P_{\text{см}}$, то при условии, что модулирующее поле по сравнению с полем среды мало, т. е. $\epsilon E \ll P_{\text{см}}$, можно записать:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{см}} + \Gamma_{\text{м}} = \frac{\pi n_0^3}{\lambda} (Q_{11} - Q_{12}) P_{\text{см}}^2 + \frac{2\pi n_0^3}{\lambda} (Q_{11} - Q_{12}) \epsilon P_{\text{см}} E l. \quad (1.62)$$

Величину $(Q_{11} - Q_{12}) P_{\text{см}}$ называют эффективным линейным электрооптическим коэффициентом. Постоянная разность фаз, возникающая при наложении поля, обычно выбирается так, чтобы получить наиболее крутые модуляционные характеристики: $\Gamma_{\text{см}} = (2m + 1)\pi/2$, m — целое число. Полуволновое напряжение для кристалла с постоянной поляризацией $P_{\text{см}}$ равно

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3 (Q_{11} - Q_{12}) P_{\text{см}} \epsilon_0 l_{\text{к}}}, \quad (1.63)$$

где $\epsilon_0 = (dP/dE)_0$ — диэлектрическая постоянная в рабочей точке; $l_{\text{к}}$ — размер кристалла в направлении приложенного поля. Видно, что $U_{\lambda/2}$ обратно пропорционально величине $P_{\text{см}}$, т. е. приложенному постоянному полю смещения $E_{\text{см}}$. Эта существенная особенность квадратичного эффекта делает кристаллы группы перовскитов весьма перспективными для тех случаев, когда требуется не просто переключение добротности резонатора, а осуществление положительной или отрицательной обратной связи. Однако в настоящее время выращивание высококачественных кристаллов KTN, BaTiO₃ и других является трудной технологической задачей, ограничивающей их применение в лазерной технике. Применение кристаллов группы перовскитов в светозатворах для управления добротностью ОКГ, по-видимому, будет сильно ограничиваться зависимостью параметров модуляционных элементов от температуры, так как точки Кюри этих кристаллов лежат вблизи или в пределах температурной области их использования.

Пригодны для использования в модуляционных элементах также некоторые жидкости, обладающие квадратичным электрооптическим эффектом. В отсутствии электрического поля жидкость представляет собой изотропную среду. При наложении поля эта среда приобретает свойства кристалла с оптической осью, направленной вдоль электрического поля. В этом случае скорость распространения света в жидкостях зависит от его поляризации. Разность фаз между компонентами света, поляризованными вдоль и перпендикулярно электрическому полю, возникающая на длине l , равна:

$$\Gamma = (2\pi l/\lambda)(n_e - n_o) = 2\pi B_K l E^2, \quad (1.64)$$

где B_K — постоянная Керра.

Разность коэффициентов преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей можно выразить, пользуясь соотношением Хавелока [199], через разность между показателем преломления обыкновенного луча и показателем преломления жидкости в отсутствии поля $n_{ж}$:

$$-(n_e - n_o) = 2(n_o - n_{ж}). \quad (1.65)$$

Из изученных к настоящему времени жидкостей наибольшим квадратичным эффектом обладает нитробензол $C_6H_5NO_2$, постоянная Керра которого на два порядка выше чем у других жидкостей и для $\lambda = 7000 \text{ \AA}$ равна $3,6 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$. Постоянная Керра очень сильно зависит от степени очистки нитробензола. Напряжение пробоя для нитробензола $(5 \div 10) \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Нитробензол прозрачен в диапазоне от 0,45 до 1,1 мкм. Постоянная Керра нитробензола зависит от температуры:

$$B_K = \frac{n_{ж} - 1}{n_{ж}} \left(\frac{\mu}{kT} \right)^2 \frac{1}{5\lambda}, \quad (1.66)$$

где μ — постоянный дипольный момент; k — постоянная Больцмана. В области температур $20 - 40^\circ \text{C}$ величина B увеличивается на 1,2% на 1°C . Полуволновое напряжение ячейки Керра равно:

$$U_{\lambda/2} = \sqrt{\frac{d_K^2}{2B_K l}}, \quad (1.67)$$

где d_K — расстояние между электродами ячейки Керра. Модуляционный элемент, основанный на квадратичном

электрооптическом эффекте в жидкости (ячейка Керра), конструктивно представляет собой герметичную кювету, выполненную из металла или изолирующего материала со стеклянными или кварцевыми окнами, в которую вделаны электроды из благородного металла или никеля (рис. 1.56).

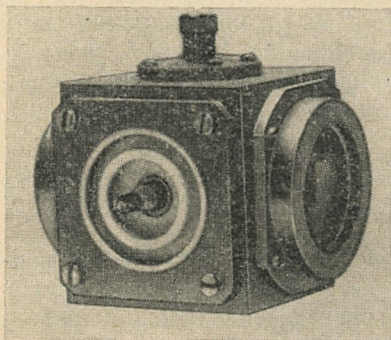


Рис. 1.56. Ячейка Керра.

Внутренняя полость кюветы заполняется нитробензолом, что вызывает необходимость использования уплотняющих материалов стойких к химическому воздействию. У представленной на рис. 1.56 ячейки Керра при расстоянии между электродами 8 мм, размерах электродов вдоль светового луча 6 см поперечное напряжение равно приблизительно 25 кВ.

Несмотря на конструктивные сложности при изготовлении и ряде неудобств при эксплуатации, для ячейки Керра требуются вполне доступные материалы, благодаря чему она весьма широко применяется при переключении добротности и при осуществлении обратной связи в ОКГ. По мере достижения больших интенсивностей управляемого излучения в ячейке Керра возникает вынужденное комбинационное рассеяние, изменяющее спектральный состав, что в некоторых случаях ограничивает ее применение. Однако ячейка Керра имеет одно важное преимущество перед кристаллическими модуляционными элементами — в ней при любых управляющих электрических импульсах не возникает искажений из-за пьезооптического эффекта. При прямоугольном электрическом импульсе любой длительности световой импульс, пропускаемый светозатвором с ячейкой Керра, также имеет прямоугольную форму.

Поляризаторы. Кроме рассмотренных выше различных модуляционных элементов важнейшей компонентой светозатвора является поляризационное устройство. В качестве поляризаторов для мощных ОКГ могут быть использованы далеко не все известные поляризаторы [200]. Например, такие классические поляризаторы, как поляризатор Аренса, поляризатор Волластона, поляризатор Николя не могут

быть использованы в мощных ОКГ из-за наличия в них контакта, склеенного канадским бальзамом и непригодного для использования при большой мощности излучения. Призма Глана — Фуко не имеет склеенного контакта. В ней две призмы из исландского шпата отделены друг от друга воздушным зазором. Однако из-за выбора направлений оптических осей исландского шпата в призме Глана — Фуко пропускание составляет не более 52% от первоначальной величины пропускаемой компоненты (без учета поглощения в исландском шпате). Наиболее подходящим поляризатором для светозатворов в ОКГ является модифицированный Арчардом —

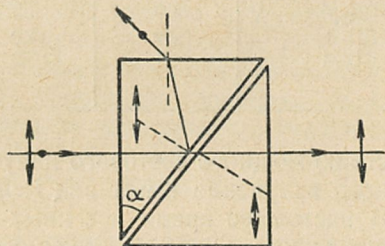


Рис. 1.57. Поляризатор Арчарда — Тейлора.

Тейлором поляризатор Глана — Фуко. Чтобы получить большую величину пропускания, Арчард и Тейлор [201] видоизменили поляризатор, расположив оптические оси обеих призм параллельно входной и верхней граням (рис. 1.57). Угол падения света на границу воздушного зазора в таком поляризаторе больше угла полного внутреннего отражения для обыкновенного и меньше угла полного внутреннего отражения для необыкновенных лучей. В диапазоне длин волн 0,2—2 мкм для исландского шпата показатель преломления обыкновенного луча изменяется в пределах $n_o = 1,903 \div 1,621$, а необыкновенного $n_e = 1,576 \div 1,473$, и поэтому угол полного внутреннего отражения для обыкновенного луча следует выбирать соответствующим показателю преломления, лежащему в пределах 1,903—1,621 (например, угол полного внутреннего отражения для $n = 1,606$ равен $38^\circ 30'$). Потери для поляризованного света на входной, промежуточных и выходных гранях составляют величину порядка 12%. В табл. 1.12 приведены данные по поглощению в исландском шпате. Как видно из табл. 1.12, для излучения рубинового и неодимового ОКГ наиболее подходящими являются призмы из шпата 1 категории. К сожалению, 1 категория не гарантирует стойкости к мощному излучению. Наличие в природных месторождениях исландского шпата различных примесей отрицательно сказывается на его стойкости к воздей-

Таблица 1.12

Марка шпата	Поглощение, % см			Длина волны измерения, мкм
	1-я категория	2-я категория	3-я категория	
ИШ-У	50	55	60	0,22
ИШ-В	10	20	30	0,4
ИШ-М	1	3	10	0,7

ствию мощного светового излучения. Повреждение от мощного излучения имеет вид мелких трещинок и пузырьков. В настоящее время нет иных методов отбора исландского шпата, кроме непосредственного испытания стойкости образцов к воздействию света большой интенсивности.

В некоторых случаях удобнее использовать поляризаторы [202], показанные на рис. 1.58 и 1.59. Поляризатор, представленный на рис. 1.58, имеет то преимущество перед

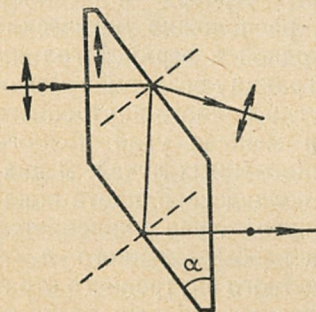


Рис. 1.58. Ромбический поляризатор.

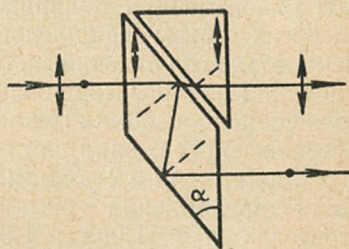


Рис. 1.59. Поляризационная призма-разветвитель.

призмой Арчарда — Тейлора, что состоит только из одной ромбической призмы. Кроме того, он смещает ось излучения, что в некоторых случаях оказывается конструктивно удобным. Ромбическая призма-поляризатор имеет такой же угол α , как и поляризатор Арчарда — Тейлора. Через ромбическую призму проходит 88,4% одной компоненты и 0,05% другой компоненты излучения. Существенным недостатком ромбической призмы является меньший по сравнению с призмой Арчарда — Тейлора порог прочности,

так как свет, отражаясь на гранях, образует зоны пересечения лучей, где плотность излучения вдвое превышает плотности входного излучения. Призма, представленная на рис. 1.59, применяется в тех случаях, когда необходимо использовать обе компоненты излучения. Эта поляризационная призма-разветвитель представляет собой комбинацию из ромбической поляризационной призмы и трехгранной призмы от поляризатора Арчарда — Тейлора. Без учета поглощения эта призма пропускает через одну ветвь 88,2% излучения одной компоненты, а через другую ветвь — 86,4% излучения другой компоненты. В некоторых работах в качестве поляризационного элемента использовались стопы под углом Брюстера и даже просто призмы с углом Брюстера (брюстеровский скос) [203].

Основные характеристики светозатворов и требования к юстировке элементов. Важнейшей характеристикой светозатвора является модуляционная характеристика, т. е. зависимость пропускания света от величины электрического поля. Модуляционная характеристика светозатвора, представленного на рис. 1.53, имеет вид (см., например, [188]):

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2}. \quad (1.68)$$

Разность фаз в модуляционном элементе, основанном на продольном линейном электрооптическом эффекте, для кристаллов KDP равна

$$\Gamma = \pi U / U_{\lambda/2}. \quad (1.69)$$

Разность фаз для модуляционного элемента, основанного на продольном квадратичном электрооптическом эффекте, равна

$$\Gamma = \pi U^2 / U_{\lambda/2}^2. \quad (1.70)$$

Модуляционные характеристики светозатворов зависят в первую очередь от типа электрооптического элемента и распределения электрического поля внутри него. Эти факторы определяют величину полуволнового напряжения, зависимость полуволнового напряжения от температуры и длины волны, влияние пьезоэффекта, потери излучения в модуляционном элементе и остаточное пропускание в скрещенных поляризаторах. Кроме этих факторов на модуляционную характеристику оказывает существенное влияние взаимная юстировка элементов светозатвора. Имеют место два вида

разъюстировки: разворот элементов вокруг оптической оси светозатвора [204] и поворот элементов светозатвора в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Задача о пропускании света двумя поляризаторами, скрещенными под некоторым углом, между которыми расположена кристаллическая пластинка с осью, направленной произвольно относительно направления пропускания поляризаторов, соответствующая первому типу разъюстировки, рассмотрена в [205]. На рис. 1.60 представлены проекции амплитуды

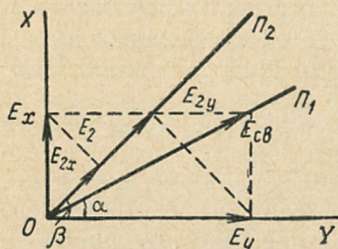


Рис. 1.60. Интенсивности составляющих напряженности электромагнитного излучения при прохождении через светозатвор:

$E_{св}$ — амплитуда электромагнитного поля, после прохождения поляризатора P_1 (см. рис. 1.53); E_x , E_y — составляющие амплитуды $E_{св}$ по направлениям колебаний X , Y в кристалле; E_{2x} , E_{2y} — проекции амплитуды E_x , E_y на направление пропускания поляризатора P_2 .

световых колебаний $E_{св}$ на направления кристаллооптических осей кристалла и направления пропускания поляризаторов. Вектор напряженности электрического поля, прошедшего через поляризатор P_1 в кристаллической пластинке, может быть разложен на две составляющие E_x и E_y по направлениям главных кристаллографических осей. После прохождения кристаллической пластинки колебания E_x и E_y приобретают некоторую разность хода Γ и поступают на поляризатор P_2 , через который проходят составляющие E_x и E_y , равные проекциям этих колебаний на направление P_1 пропускания P_2 . Пропускание такой системы будет равно

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\Gamma}{2}. \quad (1.71)$$

Первый член равенства зависит только от угла между поляризаторами и не зависит от разности хода Γ . Для светозатворов $\beta - \alpha = \pi/2 \pm \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — допуск на разъюстировку поляризаторов светозатвора вокруг оптической оси. Пропускание поляризаторов при $\Gamma = 0$

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\pi/2 \pm \Delta\varphi) = \sin^2 \Delta\varphi. \quad (1.72)$$

Таким образом, значение $\Delta\varphi$ задается величиной допустимого пропускания закрытого светозатвора. Для значения пропускания, равного 0,5%, $\Delta\varphi = 4^\circ$.

Для $\beta - \alpha = \pi/2$, т. е. когда нет пропускания за счет разъюстировки поляризаторов, а в модуляционном элементе из кристалла KDP используется продольный электрооптический эффект, угол α является углом между направлением пропускания поляризатора и одной из главных осей оптической индикатрисы в плоскости $Z=0$, причем в этом случае $\alpha = (\pi/4) \pm \Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ — допуск на угол разъюстировки кристаллографических осей кристалла KDP относительно осей пропускания поляризаторов. В этом случае

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 2\Delta\alpha \sin^2 \frac{\Gamma}{2}. \quad (1.73)$$

При $\Gamma = \pi$, т. е. когда светозатвор открыт, поглощение в светозатворе из-за разъюстировки равно:

$$T_{\text{погл}} = \sin^2 2\Delta\alpha. \quad (1.74)$$

Для $\Delta\alpha = 3^\circ$ $T_{\text{погл}} = 0,5\%$. Ориентация кристалла KDP по интерференционной коноскопической картине вполне позволяет осуществить такую точность ориентации. Другой вид разъюстировки элементов — разъюстировка относительно направления оптической оси светозатвора — также может существенно влиять на работу светозатвора. Разъюстировка поляризационной призмы Арчарда — Тейлора в горизонтальной и вертикальной плоскостях не оказывает влияния на пропускание и поглощение светозатвора в достаточно широком диапазоне углов, удовлетворяющих условиям полного внутреннего отражения. Разъюстировка же модуляционного элемента относительно направления света имеет очень существенное значение, причем величина пропускания светозатвора зависит не только от угла между направлением света и оптической осью электрооптического элемента, но и от угла между плоскостью, в которой имеет место разъюстировка, и плоскостью, совпадающей с оптической осью и одной из кристаллографических осей элемента. Для модуляционных элементов, основанных на продольном электрооптическом эффекте в кристаллах KDP, в случае небольшого угла θ между осью Z и направлением света из уравнения нормалей может быть получено выра-

жение для разности хода Γ :

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{63} E l}{\lambda} + \frac{\pi l}{\lambda} \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e^2} n_0 \theta^2 = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}} + \Gamma_0, \quad (1.75)$$

если направление света отклоняется от оси Z на угол θ в плоскости XOZ . Если же разъюстировка имеет место в плоскости XOZ или YOZ , то разность хода Γ_0 равна нулю.

Оптические схемы и конструкции светозатворов. Оптическая схема светозатвора (рис. 1.53) может быть видоизменена или упрощена. Так, при использовании светозатворов

для модуляции добротности ОКГ с активным телом, излучающим поляризованный свет (например, рубин с 90° -й

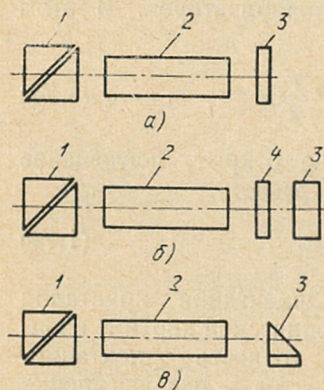


Рис. 1.61. Оптические схемы четвертьволновых светозатворов-отражателей, включаемых при сбросе (а) и подаче (б, в) напряжения:

1 — призма Арчарда — Тейлора; 2 — модуляционный элемент; 3 — 100%-ное зеркало; 4 — фазосдвигающая призма полного внутреннего отражения, эквивалентная пластине $\lambda/4$ и 100%-ному зеркалу.

ориентацией), первая поляризационная призма не обязательна. Такая модификация светозатвора была использована в приборе ОГМ-20 [206]. Другим существенным упрощением оптической схемы светозатвора является показанная на рис. 1.61 модификация, называемая вместе со 100%-ным зеркалом четвертьволновым затвором-отражателем. В оптических квантовых генераторах светозатвор обычно управляет интенсивностью светового излучения, отражаемого одним из зеркал. Свет, отражаясь от зеркала, дважды проходит через модуляционный элемент. Разность фаз, появляющаяся при каждом проходе света через модуляционный элемент, при полуволновом управляющем напряжении равна половине длины волны. Если в полуволновом затворе убрать призму-анализатор, то управляющее напряжение может быть вдвое уменьшено, при этом приобретаемая светом разность фаз при двойном проходе через модуляционный элемент равна половине длины волны. Такая разность

видность оптической схемы и называется четвертьволновым светозатвором. Единственная поляризационная призма в таком светозатворе выполняет роль и поляризатора, и анализатора. Четвертьволновой светозатвор, представленный на рис. 1.61, а, закрыт, когда на него подано напряжение, и открыт при сбросе напряжения. Для обеспечения работы четвертьволнового светозатвора на открывание необходимо внести дополнительную постоянную разность фаз, например, с помощью четвертьволновой пластинки

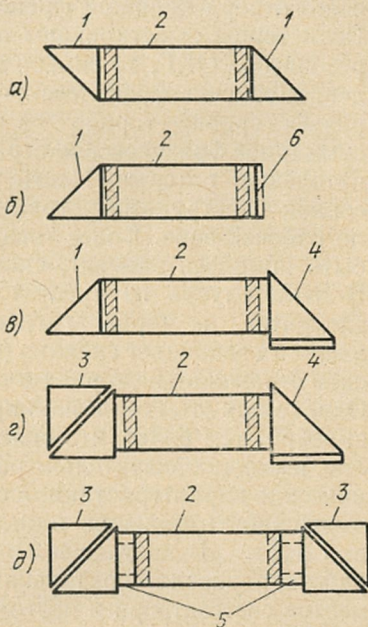


Рис. 1.62. Оптические схемы светозатворов со склейкой по рабочей и нерабочей зоне:

1 — призма с входной гранью под углом Брюстера; 2 — кристалл KDP с кольцевыми электродами; 3 — призма Арчарда — Тейлора; 4 — фазосдвигающая призма полного внутреннего отражения; 5 — переходные кольца; 6 — 100%-ное отражающее покрытие.

(рис. 1.61, б). Недостатком такого затвора является критичность к длине волны, вызванная наличием четвертьволновой пластинки. Можно вместо четвертьволновой пластины и 100%-ного зеркала использовать какой-либо фазосдвигающий отражательный элемент. Таким фазосдвигающим отражательным элементом может быть призма с крышей на катетной грани [203], как показано на рис. 1.61, в.

Рассмотренные светозатворы могут быть конструктивно выполнены либо в виде разнесенных элементов, либо в виде единой конструкции, элементы которой склеены по рабочей зоне, либо в виде единой конструкции, элементы которой склеены по нерабочей зоне (рис. 1.62). Первый вариант неудобен тем, что требуются механизмы для юстировки каждого из элементов в горизонтальной и вертикальной плоскостях и вокруг оптической оси светозатвора. Кроме того, необходима защита торцов модуляционного элемента в тех случаях, когда используется достаточно гигроскопич-

ный кристалл, например КДР. Для защиты торцов кристалл может быть помещен в герметический корпус с окнами.

Самым существенным недостатком такой конструкции светозатвора является френелевское отражение на торцах. Если торцы съюстированы параллельно другим элементам резонатора ОКГ, то сильно понижается порог самовозбуждения за счет френелевского отражения на торцах. При разъюстировке торцов на небольшую величину ($\sim 1^\circ$) суммарное френелевское отражение на них приводит к значительным потерям. Часть указанных недостатков разнесенной конструкции устраняется путем склейки элементов по рабочей зоне. Более того, даже к входной грани может быть приклеен элемент, скошенный под углом Брюстера. В этом случае не требуется отдельной подъюстировки элементов, а торцы гигроскопического модуляционного элемента защищает склейка (рис. 1.62, *а, б, в, г*). Френелевское отражение на торцах в такой конструкции отсутствует. Однако при этом серьезной проблемой становится прочность склейки, тем более, что склеиваются элементы из материалов, имеющих значительно различающиеся тепловые и механические характеристики, а склеенные поверхности должны выдерживать большие плотности излучения при длительной работе. В настоящее время, по-видимому, еще не разработана удовлетворительная технология склеивания элементов светозатвора и поэтому подобные конструкции пока не нашли широкого применения, хотя в литературе и имеются сообщения с весьма обнадеживающими результатами. Так, в работе [203] приводятся результаты исследования различных типов светозатворов с элементами, склеенными по рабочей зоне, и даже светозатвор, приклеенный к рубину. Модуляционным элементом во всех случаях являлся кристалл КДР, вырезанный вдоль оси Z . Предлагаемая авторами технология склейки названа ими оптическим полуконтактом, или квази-контактом. Поверхности перед склейкой должны быть тщательно отполированы ($N = 0,1$ кольца, $\Delta N = 0,05$ кольца). В качестве клея авторы предлагают использовать шеллак или другой клей с подходящими оптическими характеристиками. После склейки светозатворы должны быть выдержаны не менее месяца. Результаты испытаний светозатворов, полученные авторами, позволяют сделать заключение, что при тщательном соблюдении технологии склейки такие светозатворы, по-видимому, смогут длительное время работать при плотности мощности излуче-

ния до 60—70 МВт/см² в режиме одиночных импульсов. Нарушение оптического контакта, прогорание склейки и другие повреждения, имевшие место при значительно более низких мощностях излучения, авторы объясняют погрешностями изготовления элементов и технологии сборки, а также неоднородностями в распределении излучения по сечению луча. Третьим вариантом конструкции светозатвора является светозатвор, элементы которого склеены по нерабочей зоне (рис. 1.62, д). Склейка по нерабочей зоне может быть осуществлена с помощью стеклянных или кварцевых пластин с отверстием для светового луча. Такая конструкция удобна тем, что все элементы светозатвора съюстированы и жестко закреплены друг относительно друга. Торцы модуляционных элементов защищены призмами Арчарда — Тейлора, приклеенными к пластинам с отверстием для света. Однако в таком светозатворе серьезным недостатком является френелевское отражение на торцах элементов. Несмотря на значительные потери из-за френелевского отражения на торцах, вносимые подобными светозатворами в резонатор ОКГ, применение их в ряде случаев может оказаться целесообразным, главным образом из-за жесткости конструкции и стойкости к излучению.

1.8. УПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ОТРАЖАТЕЛИ

Полное внутреннее отражение в анизотропных средах. Электрооптический эффект в сочетании с явлением полного внутреннего отражения на границе анизотропной и изотропной сред, положен в основу электрооптических отражателей, которые могут отражать свет, в зависимости от наличия электрического поля, в двух, отличающихся на небольшой угол, направлениях. Некоторые типы электрооптических отражателей называют монокристаллическими светозатворами, подчеркивая тем самым тот факт, что оптические схемы подобных устройств выполнены в виде единого кристаллического блока, совмещающего в себе все функции элементов электрооптического светозатвора. Явление полного внутреннего отражения на границе анизотропной и изотропной сред до последнего времени почти не получило практического применения. Преимущества использования явления полного внутреннего отражения света выявились

при разработке различных электрооптических отражателей [207, 208], с помощью которых оказалось возможным весьма эффективно решить многие задачи, связанные с управлением резонаторами оптических квантовых генераторов.

Как известно, направления падения, преломления и отражения света на границе двух сред связаны между собой следующим образом:

$$n_{\text{пад}} \sin \theta_{\text{пад}} = n_{\text{отр}} \sin \theta_{\text{отр}} = n_{\text{прел}} \sin \theta_{\text{прел}}. \quad (1.76)$$

Показатели преломления для падающей, отраженной и преломленной волн могут быть найдены в общем случае из уравнения нормалей:

$$\frac{N_1^2}{1/n^2 - 1/n_1^2} + \frac{N_2^2}{1/n^2 - 1/n_2^2} + \frac{N_3^2}{1/n^2 - 1/n_3^2} = 0, \quad (1.77)$$

где n — показатель преломления волны, распространяющейся в направлении волнового вектора N с составляющими по главным осям N_1, N_2, N_3 .

Не вдаваясь в рассмотрение общих случаев, рассмотрим для определенности наиболее практически важные случаи разделения излучения на две компоненты при полном внутреннем отражении в одноосных кристаллах, например кристаллах класса $\bar{4}2m$. Для одноосных кристаллов

$$n_1 = n_2 = n_o, \quad n_3 = n_e.$$

В этом случае одним из решений уравнения нормалей будет $n = n_o$. Другим решением является выражение

$$n^2 = \frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 \sin^2 \beta + n_e^2 \cos^2 \beta}, \quad (1.78)$$

где β — угол между осью OZ и направлением нормали N .

Эти решения соответствуют двум компонентам излучения с различными поляризациями. У одной из них показатель преломления не зависит от направления и равен n_o , а у другой в зависимости от направления определяется формулой (1.78). Зависимость показателя преломления от направления может быть использована для разделения неполяризованного излучения на две ортогонально-поляризованные компоненты при полном внутреннем отражении на границе двух сред в соответствии с выражением (1.76).

Действительно, рассмотрим полное внутреннее отражение на гипотенузной грани прямоугольной равнобедренной призмы, вырезанной из кристалла класса $\bar{4}2m$ таким образом,

что одна из катетных граней параллельна оптической оси \hat{Z} , а другая — одной из главных осей X или Y . Рассмотрим два случая прохождения света через такую призму (рис. 1.63): направление света параллельно оси Z ; направление света

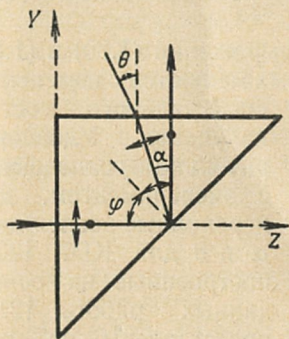


Рис. 1.63. Полное внутреннее отражение в призме из одноосного анизотропного кристалла для света, направленного параллельно оптической оси: φ — угол падения на двулучеотражающую грань; α — угол между волновыми нормальями — обыкновенной и необыкновенной волн при отражении.

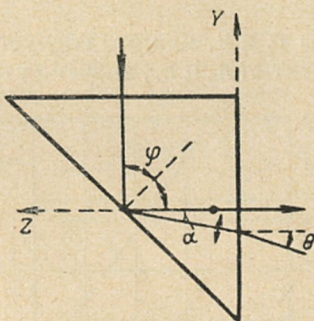


Рис. 1.64. Полное внутреннее отражение в призме из одноосного анизотропного кристалла для света, направленного перпендикулярно оптической оси.

перпендикулярно оси Z (рис. 1.64). В первом случае уравнение (1.76) для двух ортогонально-поляризованных компонент может быть записано в виде

$$n_0 \sin \varphi = n_0 \sin \varphi, \quad n_0 \sin \varphi = n \sin (\varphi - \alpha), \quad (1.79)$$

где α — угол между направлениями отражения ортогонально-поляризованных компонент.

Из равенств (1.78), (1.79), принимая во внимание, что в (1.78) угол β равен $2\varphi + \alpha$, для $\varphi = 45^\circ$ получаем

$$\sin \alpha = \frac{n_0^2 - n_e^2}{\sqrt{(n_0^2 - n_e^2)^2 + 4n_e^4}}. \quad (1.80)$$

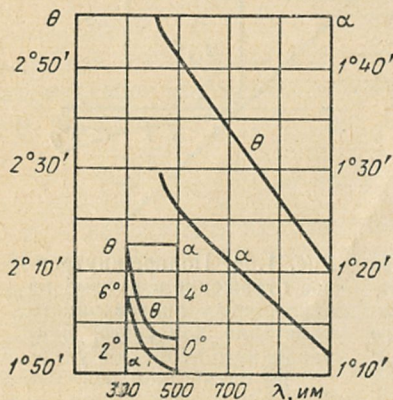
На выходе из призмы для необыкновенной компоненты излучения будет иметь место равенство:

$$n \sin \alpha = \sin \theta, \quad (1.81)$$

где θ — угол между волновыми нормальными обыкновенной и необыкновенной волн. Из (1.79) и (1.80) можно получить выражение

$$\sin \theta = n_0 \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 + n_e^2}. \quad (1.82)$$

Углы α и θ , как это следует из выражений (1.80) и (1.82), зависят от n_0 и n_e , значения которых меняются с изменением



спектрального состава излучения. Удовлетворительно совпадающие с экспериментом, дисперсионные зависимости α и θ для KDP [209], построенные на основе данных работы [210], представлены на рис. 165.

Рис. 1.65. Дисперсионные зависимости α и θ для KDP.

Аналогично можно вычислить α и θ для случая, изображенного на рис. 1.64, т. е. когда излучение входит в призму перпендикулярно кристаллооптической оси Z . Используя выражение (1.77) и принимая во внимание, что $\varphi_{\text{пад}} = \varphi = 45^\circ$, $\varphi_{\text{отр}} = 45^\circ + \alpha$, можно получить:

$$\sin \alpha = \frac{n_0^2 - n_e^2}{\sqrt{(n_0^2 - n_e^2) + 4n_0^4}}, \quad (1.83)$$

$$\sin \theta = n_e \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 + n_e^2}. \quad (1.84)$$

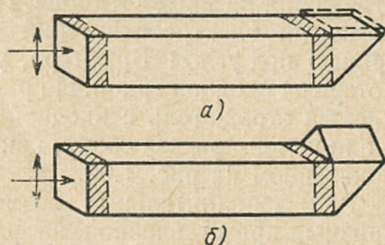
Рассмотренные прямоугольные призмы являются основой для разработки электрооптических управляемых отражателей, представляющих собой различные комбинации модуляционного элемента и двух рассмотренных вариантов прямоугольной призмы, совмещенных в едином монокристаллическом устройстве.

Электрооптические отражатели. Простейший электрооптический отражатель, в основу которого положена комбинация из модуляционного элемента и прямоугольной приз-

мы, выполненный из единого монокристалла, с направлением кристаллической оси параллельным направлению света, представлен на рис. 1.66, а. Устройство представляет собой кристалл прямоугольного сечения, вырезанный вдоль оси Z , у которого входной торец перпендикулярен оси Z , а другой срезан под углом 45° к оси Z . Кристаллографические оси кристалла X и Y совпадают со сторонами прямоугольника поперечного сечения. На одну из боковых граней нанесено 100%-ное отражающее покрытие или она может быть выполнена в виде прямоугольной призмы-крыши сбоку с ребром, параллельным оси Z (рис. 1.66, б). Между двумя

Рис. 1.66. Электрооптический отражатель:

а — с отражающим покрытием на боковой грани; б — с призмой-крышей на боковой грани.



электродами, представляющими собой токопроводящие покрытия, нанесенные на боковой поверхности у торцов, находится часть кристалла, играющая роль модуляционного элемента (модуляционная зона). Требования к модуляционной зоне относительно качества, размеров и т. д. совпадают с требованиями к модуляционным элементам светозатворов. Принцип действия электрооптического отражателя состоит в следующем. Поляризованное излучение, поступающее на входную грань, в зависимости от наличия на электродах полуволнового напряжения, отражается либо в обратном направлении, либо отклоняется от этого направления на некоторый угол. Следует отметить, что любое отклонение разности фаз от величины π , являющееся результатом неоднородности электрического поля по сечению из-за неоднородности температуры, механических напряжений или остаточных деформаций, либо разъюстировки направления света относительно оси Z , либо разворота отражающей плоскости вокруг оси Z , приводит к появлению двух ортогонально поляризованных компонент, т. е. к неполному переключению излучения из одного направления в другое.

На рис. 1.67 представлен электрооптический отражатель, в котором рабочая компонента излучения, дважды

отразившись на гранях призмы — крыши, возвращается в том же направлении. Такой электрооптический отражатель предназначен для работы с поляризованным излучением. Потери в отражателе определяются потерями в материале, из-за неточности взаимной ориентации отражающих граней

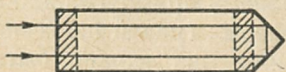
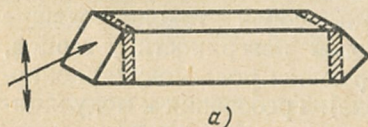


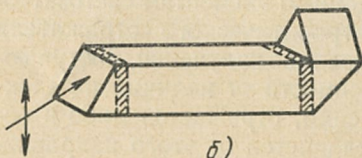
Рис. 1.67. Электрооптический отражатель с прямым входом.

и кристаллографических осей, а также из-за френелевского отражения на входном торце. На рис. 1.68, *а* приведен аналогичный электрооптический отражатель, но с входной гранью под углом Брюстера, у которого нет френелевских потерь на входной грани. На рис. 1.68, *б* представлен управляемый отражатель с входной гранью под углом Брюстера и с призмой-крышей сбоку, как в управляемом отражателе, показанном на рис. 1.66.

Ряд дополнительных возможностей дает комбинация призмы, представленной на рис. 1.64, с рассмотренными



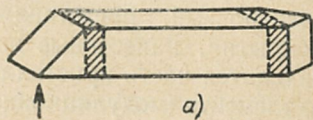
а)



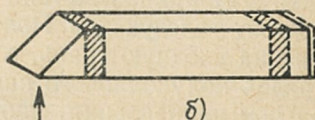
б)

Рис. 1.68. Электрооптические отражатели с входной гранью под углом Брюстера к падающему излучению:

а — с торцом в виде призмы-крыши; *б* — с призмой-крышей сбоку.



а)



б)

Рис. 1.69. Электрооптические отражатели для неполяризованного излучения:

а — с торцом в виде призмы-крыши; *б* — с отражающим покрытием на торце.

отражателями, выполненная в виде единого монокристаллического элемента. Так, на рис. 1.69 представлен отражатель для поляризованного излучения, являющийся комбинацией призмы с кристаллографической осью *Z*, перпендику-

лярной входному излучению, и отражатель для поляризованного излучения, представленного на рис. 1.67. Неполяризованное излучение поступает на вход сбоку и в результате полного внутреннего отражения на скошенных гранях разбивается на две компоненты. Одна из них (необыкновенная) отклоняется в плоскости падения от оптической оси (и более в процессе генерации излучения в резонаторе ОКГ не участвует). Другая, направленная вдоль оси Z , после прохождения управляемой электрическим полем части кристалла и отражений на призме-крыше либо отражается в зависимости от наличия электрического поля в обратном направлении, либо отклоняется на некоторый угол в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Эти отражатели позволяют управлять неполяризованным излучением и могут применяться в ОКГ на стекле с неодимом; в этом случае их следует изготавливать из DKDP.

Электрооптический отражатель, изображенный на рис. 1.69, б, представляет собой монокристаллический элемент в виде комбинации из рассмотренной на рис. 1.64 призмы и управляемой электрическим полем части кристалла, на прямоугольном торце которой нанесено отражающее покрытие. Такое устройство требует для работы четверть-волновое управляющее напряжение.

Температурная разъюстировка электрооптических отражателей. У всех рассмотренных выше электрооптических отражателей угол наклона отражающей грани к оси Z зависит от температуры из-за анизотропии материала [211]. Действительно, в общем случае, если температура кристалла изменяется, то деформация, возникающая при этом, может быть описана тензором деформаций $[\epsilon_{ij}]$. Когда одинаковое малое изменение температуры происходит во всем кристалле, то деформация однородна и все компоненты оказываются пропорциональными ΔT , т. е.

$$\epsilon_{ij} = \alpha_{ij} \Delta T, \quad (1.85)$$

где α_{ij} — константы, называемые коэффициентами теплового расширения и представляющие собой симметричный тензор. В результате приведения уравнения (1.85) к главным осям они упрощаются и принимают вид

$$\epsilon_1 = \alpha_1 \Delta T; \quad \epsilon_2 = \alpha_2 \Delta T; \quad \epsilon_3 = \alpha_3 \Delta T, \quad (1.86)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — главные коэффициенты расширения.

Отсюда следует, что если выбрать в кристалле сферу, то при изменении температуры она становится эллипсоидом (эллипсоидом деформаций) с осями, пропорциональными $(1 + \alpha_1 \Delta T)$, $(1 + \alpha_2 \Delta T)$, $(1 + \alpha_3 \Delta T)$. Для рассматриваемых конструкций из KDP $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_{xx}$; $\alpha_3 = \alpha_{zz}$. Значения α_{xx} и α_{zz} для KDP и ADP представлены в табл. 1.13.

Т а б л и ц а 1.13

Материал	α_{xx}	α_{zz}
ADP	$39 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$
KDP	$21,6 \cdot 10^{-6}$	$34,3 \cdot 10^{-6}$

Если обозначить через γ угол между катетной и гипотенузной гранями в призме изображенной на рис. 1.63, то поскольку $d\varphi = -d\gamma$ и принимая во внимание, что

$$d\alpha = (\alpha_{xx} - \alpha_{zz}) \sin 2\gamma dT \quad (1.87)$$

можно для $\gamma = 45^\circ$, зависимость отклонения луча при полном внутреннем отражении $\Delta\varphi$ от изменения температуры на ΔT записать в виде:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2}(\alpha_{xx} - \alpha_{zz}) \Delta T. \quad (1.88)$$

На выходе из призмы, показанной на рис. 1.63, обыкновенная компонента излучения отклоняется из-за температурной разъюстировки на угол $\Delta\theta_0$ равный:

$$\Delta\theta_0 = 2n_0\Delta\varphi. \quad (1.89)$$

Для управляемых отражателей с прямоугольной входной гранью (см. рис. 1.66, 1.67) излучение отражается от двух граней, разъюстированных на угол $\Delta\varphi$, так что на выходе будет:

$$\Delta\theta_0 = 4n_0\Delta\varphi. \quad (1.90)$$

Для управляемого отражателя с входной гранью, выполненной под углом Брюстера к излучению (см. рис. 1.68), угол между входящим и выходящим излучением из-за темпера-

турной разъюстировки будет составлять:

$$\Delta\theta_0 = 4n_0 \sqrt{\frac{1 - (1/n_0^2) \sin^2 \beta}{1 - \sin^2 \beta}} \Delta\varphi. \quad (1.91)$$

Для компоненты излучения, отклоняемой отражателем при подаче управляющего напряжения, температурная разъюстировка рабочих поверхностей на угол $\Delta\varphi$ соответственно изменяет величину угла отклонения.

Здесь $\Delta\theta_0$ — угол между направлением падения и отражения в обратном направлении. Для компоненты излучения, отклоняемой на угол θ , также имеет место зависимость угла от температуры, и величина $\Delta\theta$ для этого случая определяется выражением

$$\sin \theta = n \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 - n_e^2} [1 - 2(\alpha_{xx} - \alpha_{zz}) \Delta T]. \quad (1.92)$$

Зависимостью $\Delta\theta_0$ от температуры обусловлены некоторые особенности электрооптических отражателей. Так, из-за симметрии отражателей с призмой-крышей относительно их оптической оси при разъюстировке рабочих поверхностей на угол $\Delta\varphi$ излучение, параллельное оптической оси, отражается в двух направлениях, угол между которыми равен $2\Delta\theta_e$, где $\Delta\theta_e$ определяется выражениями (1.90). Такое раздвоение отраженного излучения при работе ОКГ может привести к перекрытию или полному разделению двух половин сечения луча ОКГ, симметричных относительно призмы-крыши электрооптического отражателя. Кроме того, разъюстировка отражающих граней из-за температуры сильно сказывается на выходных энергетических параметрах ОКГ. С точки зрения эксплуатации существенное значение имеет температура, при которой $\Delta\varphi = 0$. Эта температура задается при изготовлении призмы одним из следующих технологических способов: либо призма изготавливается с $\Delta\varphi = 0$, соответствующей температуре в период изготовления, либо призма изготавливается при этой температуре с вполне определенным припуском $\pm \Delta\varphi$, рассчитанным таким образом, чтобы $\Delta\varphi = 0$ при необходимой рабочей температуре.

Для электрооптических отражателей с призмой-крышей сбоку (см. рис. 1.68, б) угол призмы-крыши не меняется с температурой, но имеет место разъюстировка скошенных граней. Отражаемый луч в этом случае не раздваивается, а отклоняется в одну сторону.

У рассмотренных выше электрооптических отражателей коэффициент отражения может в зависимости от величины приложенного напряжения изменяться в пределах от нуля до единицы. Следует также отметить, что монокристаллическая конструкция управляемых отражателей имеет целый ряд преимуществ перед светозатворами при использовании их в схемах ОКГ.

1.9. ЭЛЕКТРОВЗРЫВАЕМЫЙ ПЛЕНОЧНЫЙ СВЕТОЗАТВОР

Физической основой такого светозатвора является взрыв металлической пленки под воздействием импульсов электрического тока. Светозатвор представляет собой тонкую металлическую пленку, подключенную к электродам, которая мгновенно испаряется при пропускании через нее мощного электрического импульса. Возможность срабатывания от электрического тока и простота устройства электровзрываемого светозатвора являются важными преимуществами перед другими типами светозатворов, основанных на использовании тонкой металлической пленки [212—214], прожигаемой лазерным излучением или вспомогательным источником света. Электрический взрыв металлической пленки представляет собой самостоятельную и весьма мало исследованную ветвь хорошо известного явления электрического взрыва проволок [215, 216]. Относительно теоретической модели электрического взрыва проволок (ЭВП) в настоящее время единого мнения не существует, однако более или менее прояснилась роль различных факторов, определяющих механизмы взрыва в зависимости от окружающей среды и скорости ввода энергии в образец [215]. Так, при медленных взрывах проволок в атмосфере, когда время ввода необходимой для полного испарения образца энергии больше времени развития неустойчивости, появляются различного рода магнитогидродинамические неустойчивости, которые оказывают существенное влияние на процесс электрического взрыва. Начинаясь на неоднородностях механического, термоупругого и капиллярного происхождения, быстро прогрессирующие магнитогидродинамические неустойчивости могут привести к разрушению взрывного образца раньше, чем будет введена энергия, достаточная для его полного испарения. В работе [217], например,

показано, что в местах наибольших сужений быстрее всего достигается температура испарения и создаются условия для образования перпендикулярного направлению тока парового слоя, в котором создаются условия для образования дуги. По мере роста количества и длины паровых слоев происходит прогрессирующее уменьшение доли энергии, выделяющейся в конденсированном металле, так как сопротивление плазмы в дугах в несколько десятков раз больше, чем у металла в начале испарения. В результате роста количества и длины дуг наступает такой момент, когда приложенного напряжения не хватает для их поддержания и они гаснут, т. е. наступает пауза тока. Это приводит к тому, что вещество между паровыми слоями не успевает испариться. Подобные процессы имеют место в случае, если энергия вводится за время около 10 мкс. Если время ввода энергии меньше времени нарастания неустойчивости, когда никакие изменения формы взрываемого образца не успевают проявиться, испарение должно происходить практически равномерно со всей поверхности. Пороговой энергией для такого процесса является энергия, равная энергии сублимации, при которой происходит диссоциация металла на свободные атомы. При значительном перегреве металла (когда введенная энергия по крайней мере на порядок превосходит энергию сублимации) возможно возникновение интенсивных ударных волн у поверхности образца, т. е. металл на поверхности расширяется, превращаясь в нейтральный непроводящий пар, причем фронт этого поверхностного испарения (разряджения) перемещается внутрь металла со скоростью звука. Этот процесс сопровождается увеличением сопротивления в результате деколлективизации электронов проводимости металла [218]. Таким образом, процесс деколлективизации во всем объеме металла и вызванная им потеря металлической проводимости представляют собой, по существу, так называемую паузу электрического тока, после которой нарастание тока может возобновиться по мере ионизации паров испаряющегося металла. Фронт зоны деколлективизации электронов движется вслед за фронтом разряджения. Скорость волн разряджения при движении внутрь взрываемой проволоочки будет возрастать, так как вследствие уменьшения проводящего сечения оставшаяся часть металла будет перегреваться и из-за этого волна разряджения будет проходить через все более нагретые слои металла. Очевидно, что время спадания импульса

тока при возникновении паузы по порядку величины равно времени прохождения фронта деколлективизации с поверхности до центра, и оно должно уменьшиться с увеличением перегрева. Во время образования паузы тока происходит интенсивная вспышка, переходящая при прерывании тока в паузу свечения, а затем вновь возникающая во время вторичного токового импульса, появляющегося в результате дугового разряда в парах металла вблизи испаряющейся проволоочки. Спадание тока и крутое нарастание интенсивности свечения происходит почти одновременно, причем излучение характеризуется сплошным спектром. Естественно предположить, что интенсивная вспышка света возникает вследствие указанного выше перегрева металла. В работе [218] эти процессы исследованы при длительностях импульса тока от $2 \cdot 10^{-2}$ до $15 \cdot 10^{-6}$ с, при общей длительности всего процесса взрыва не более 4 мкс. Следует отметить, что при таких скоростях ввода энергии начинает сказываться влияние электромагнитных эффектов. При режимах, когда скорость подвода энергии к образцу столь высока, что ее введение во взрываемый образец лимитируется скоростью диффузии магнитного поля, вступают в действие новые факторы прямой и обратный скин- и пинч-эффекты. Область выделения энергии в этом случае распространяется с поверхности в глубь проводника со скоростью проникновения магнитного поля. Затем внутри перегретого проводника со звуковой скоростью начинает распространяться волна разрежения. С дальнейшим повышением скорости ввода энергии под действием обратного скин-эффекта появляется дополнительная электродинамическая взрывная сила, что может обусловить последовательно-послойное испарение проводника. У некоторых проводников, по-видимому, вследствие интенсивной термоэлектронной эмиссии пауза тока при взрыве в воздухе отсутствует. При ЭВП в вакууме пауза тока всегда отсутствует, что связано с отсутствием сдерживающего влияния окружающей среды и образованием условий для пробоя в расширяющихся парах металла [219]. Все эти особенности электрического взрыва выявились при исследовании проволочек и поэтому для пленок они могут проявить себя существенно отличным образом, тем более, что во многих отношениях пленки очень сильно отличаются от проволочек (например, поверхность испарения у пленок в 10^2 — 10^3 раз больше, чем для проволочек из того же количества проводникового материала). Однако несмотря на многие неяс-

ности в вопросах кинетики электрического взрыва и влияния различных фаз ЭВП на управление пропусканием света, результаты, приведенные в работах [212, 220], свидетельствуют о возможности использования электрического взрыва пленок в ОКГ. В этих работах экспериментально установлено, что пленки толщиной 0,25 мкм и площадью 5 см² при взрыве импульсом тока, получаемым от конденсатора с $C = 0,04$ мкФ при зарядном напряжении 10—15 кВ (паразитная индуктивность не более 0,01 мкГн), просветляются за весьма малое время ($\sim 0,01$ мкс) и пригодны для модуля-

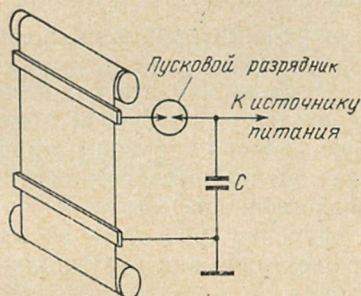


Рис. 1.70. Электровзрываемый пленочный затвор.

ции добротности ОКГ на стекле с неодимом. Ключом в разрядном контуре служил управляемый искровой разрядник с воздушным промежутком. Использованные в работе пленки были нанесены на прозрачную подложку — стекло либо лавсановую пленку толщиной 10 мкм. Коэффициент пропускания на длине волны 1,06 мкм составлял менее 1% до взрыва, а после взрыва порядка 85% при лавсановой подложке и примерно 91% при стеклянной подложке. При уменьшении или увеличении величины вводимой энергии происходило либо неполное испарение металла, либо подгорание подложки. Конструктивно пленочный светозатвор представляет собой две вращаемые специальным механизмом катушки, между которыми после каждого срабатывания лампы-накачки с целью обновления рабочей зоны перематывается алюминированная лавсановая пленка. Алюминированная пленка, находящаяся в рабочей зоне, прижимается по краям двумя плоскими электродами, соединенными с разрядным контуром. Для уменьшения сопротивления разрядного контура и снижения его паразитных индуктивностей и емкостей все элементы разрядного контура располагаются максимально близко от взрываемой пленки (рис. 1.70).

Специфической особенностью пленочного светозатвора является его способность работать только на открытие,

т. е. величина пропускания может при поступлении запускающего сигнала измениться от 0 до некоторого остаточного пропускания. Закрывание, т. е. приведение в исходное состояние, производится заменой пленки. Следует отметить, что в открытом состоянии остаточное пропускание зависит от плазменного разряда, связанного со вторым импульсом тока (поглощение в плазме, пригорание подложки). Однако этот эффект может быть уменьшен путем замыкания после первого импульса тока ключа, включенного параллельно взрывающейся пленке.

Разброс момента открывания пленочного светозатвора определяется разбросом момента включения контура (разброс времени запуска разрядного устройства). Запаздывание момента просветления относительно пускового импульса (инерционность) связано со временем разряда контура и временем развития взрыва пленки, которые зависят от электрических параметров контура, размеров и свойств пленки.

1.10. ОПТИЧЕСКИЕ ВЕНТИЛИ

В однонаправленных лазерах бегущей волны или в оптических усилителях необходимо использовать оптические вентили, пропускающие излучение только в одном направлении [221]. Действие оптического вентиля основано на использовании эффекта Фарадея, заключающегося в повороте плоскости поляризации света при прохождении его через некоторые вещества в присутствии магнитного поля. Оптический вентиль состоит из двух поляризаторов, между которыми находится элемент с невзаимными свойствами, достигаемыми с помощью эффекта Фарадея. Невзаимность эффекта Фарадея обусловлена тем, что направление поворота зависит от направления магнитного поля, но не зависит от направления распространения волны. Это значит, что, в отличие от естественного поворота плоскости поляризации в некоторых веществах, углы поворота при прохождении волны в прямом и обратном направлениях не компенсируются, а суммируются. Главные плоскости поляризаторов ориентированы под углом 45° друг к другу; поэтому волна, прошедшая через первый поляризатор, во втором поляризаторе не ослабляется, если угол поворота в невзаимном элементе также составляет 45° . Для волны, идущей в обрат-

ном направлении, фарадеевский поворот происходит в таком направлении, что волну, прошедшую через второй поляризатор, первый поляризатор не пропустит. (В принципе вентиль может работать и при других углах поворота.)

Эффект Фарадея для линейно-поляризованного света описывается выражением

$$\theta_H = W_B H l, \quad (1.93)$$

где θ_H — угол поворота плоскости поляризации в градусах; W_B — постоянная Верде для вещества, в котором распро-

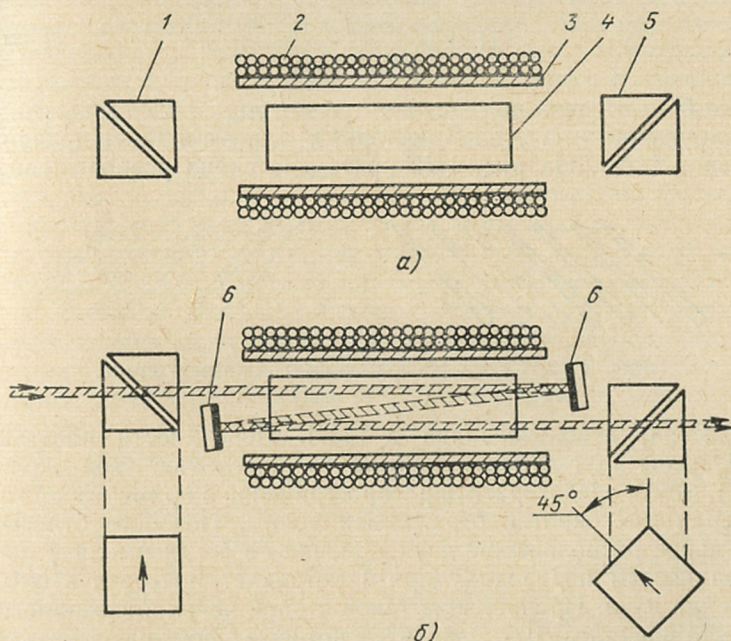


Рис. 1.71. Оптические вентили:

а — однопроходный; б — трехпроходный. 1, 5 — поляризаторы (призма Арчерда—Тейлора); 2 — обмотка электромагнита; 3 — каркас из немагнитного материала; 4 — стержень из стекла с большой постоянной Верде; 6 — 100%-ные отражающие зеркала.

страняется свет; H — напряженность магнитного поля в направлении распространения света; l — длина пути света в веществе. Оптические схемы вентиль представлены на рис. 1.71, а, б. При малых световых диаметрах излучения удобно использовать многопроходные вентили, с мень-

шей длиной рабочего вещества, работающие при меньшей напряженности магнитного поля (рис. 1.71, б). В качестве поляризаторов в вентиле могут быть использованы призмы Арчарда — Тейлора [222]. Однако изготовление таких призм для больших апертур пучков (≥ 25 мм) технологически трудно и чрезвычайно дорого. Высокую степень поляризации, низкое поглощение и высокую стойкость к мощному излучению можно получить с помощью стопы пластин, материал и число которых выбираются в соответствии со следующим соотношением [223]:

$$P = \frac{1 - (2n/n^2 + 1)^{4m_{\Pi}}}{1 + (2n/n^2 + 1)^{4m_{\Pi}}}, \quad (1.94)$$

где P — степень поляризации стопы; m_{Π} — число пластин, наклоненных на угол Брюстера; n — коэффициент преломления [223]. На рис. 1.72 приведена схема расположения

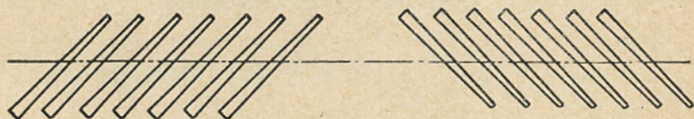


Рис. 1.72. Схема расположения пластин в стопе.

пластин, использованная в [224]. Поверхности пластин скошены друг относительно друга (достаточен угол около 1°), чтобы предотвратить распространение в прямом направлении многократно отраженной волны. Подобное относительное расположение двух половин стопы (нормали к поверхностям перпендикулярны) устраняет поперечное смещение луча. Пропускание такой стопой неполяризованного света равнялось 0,4. Элемент, в котором с помощью эффекта Фарадея достигаются невзаимные свойства, конструктивно представляет собой стержень из прозрачного материала с плоскопараллельными торцами, отполированными до плоскостности не менее чем $\lambda/4$. При разработке вентиля основные трудности связаны с выбором рабочего вещества. Поскольку постоянная Верде уменьшается с увеличением длины волны ($W_B = A/\lambda^2$, где A — постоянная, зависящая от материала), выбор материала и конструкции вентиля для инфракрасной области является особенно сложным. Наиболее подходящим материалом для вентиля являются некото-

рые сорта стекол, с помощью которых можно обеспечить малое внутреннее поглощение, пренебрежимо малый эффект двойного лучепреломления из-за внутренних напряжений, незначительную неоднородность показателя преломления. С точки зрения эффекта Фарадея удачными свойствами обладает свинцовое стекло [225], хотя в некоторых случаях предпочтительнее использовать другие сорта стекол с более высоким порогом прочности к воздействию излучений.

Основными требованиями, предъявляемыми к магниту вращателя Фарадея, являются высокое значение магнитной индукции (2,5—10 кГс), однородность магнитного поля как в направлении распространения света, так и радиальном направлении, оптимальные размеры, вес, потребляемая мощность, а также требования к охлаждению. Как показано в работе [226], для обеспечения постоянства пропускания вращателя в пределах 0,1%, требуется однородность магнитного поля $\Delta H/H = \pm 4\%$. Высокую однородность и отсутствие временных нестабильностей напряженности поля, характерных для электромагнита и вызванных нестабильностью источника питания, обеспечивает постоянный магнит [226]. Однако, так же как и электромагнит, питающийся от источника постоянного тока, постоянный магнит требует охлаждения до температур жидкого азота. Необходимость охлаждения вызвана повышенным выделением тепла в магните (пропорциональным H^2), приводящим к появлению в стекле термических напряжений. Однако для импульсных ОКГ можно использовать не постоянные, а импульсные оптические вентили, период действия которых должен превышать длительность проходящего импульса света и вместе с тем быть достаточно малым для нагрева вещества [224]. Для такого вентиля можно использовать соленоид с воздушным сердечником и импульсным питанием.

Эффективность работы оптического вентиля оценивается обычно коэффициентами пропускания света в прямом и обратном направлениях, вызываемыми потерями и коэффициентом развязки и выражаемыми в децибелах. Обычно удается достигнуть [222, 224, 226] значений коэффициента развязки 26—30 дБ (чем больше апертура пучка, тем это значение меньше) и величины вносимых потерь 1,2—1,4 дБ.

ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ИМПУЛЬСНЫХ ОКГ

2.1. СХЕМЫ С ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИМИ ЗАТВОРАМИ

Согласно [1, 2] процесс генерации индуцированного излучения без учета спонтанной эмиссии и переходов, вызванных оптической накачкой, для трехуровневой системы переходов может быть описан системой уравнений для плотности фотонов в резонаторе Φ и плотности инверсной населенности $N = N_2 - N_1$:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{\sigma l_a}{t_1} N - \frac{\gamma}{t_1} \right) \Phi, \quad (2.1)$$

$$\frac{dN}{dt} = -2 \frac{\sigma l_a}{t_1} N \Phi, \quad (2.2)$$

где σ — сечение резонансного поглощения; l_a — длина активного вещества; t_1 — время пролета фотона в резонаторе длиной L . (Аналогичные уравнения с заменой коэффициента 2 на 1 в уравнении (2.2) описывают процесс генерации в четырехуровневой системе.) Потери γ в ОКГ с медленной модуляцией добротности состоят в каждый момент времени из вредных потерь на поглощение и рассеяние в элементах резонатора $\gamma_{вр}$, потерь излучения на полупрозрачном зеркале $\gamma_{п}$ и потерь, вносимых модулятором добротности, $\gamma_d(t)$. Как вредные, так и полезные потери в процессе генерации не меняются. Характер изменения потерь во времени, вносимых модулятором добротности, существенно определяет процесс генерации. Изменение потерь при модуляции добротности $\gamma_d(t)$ определяется типом затвора и может быть в каждом отдельном случае аппроксимировано приближенной функциональной зависимостью. Для модуляции добротности резонатора с помощью вращающейся призмы, например, приближенная зависимость потерь от времени

может быть определена экспериментально. Так как зависимость угла поворота призмы от времени выражается соотношением

$$\theta_{\Pi}(t) = 2\pi t/T_{\text{вр}}, \quad (2.3)$$

где $T_{\text{вр}}$ — период вращения призмы, необходимо определить зависимость потерь от угла поворота призмы. Кривую потерь от угла поворота призмы можно построить, если экспериментально определена зависимость пороговой энергии накачки от угла поворота призмы и зависимость относительной инверсной населенности от энергии накачки. В этом случае, используя равенство усиления и потерь излучения на пороге генерации, можно построить кривую зависимости потерь от угла поворота, а следовательно, и от времени. В работе [2] зависимость потерь от времени приближенно выражалась функцией

$$\gamma = \left(\frac{t}{t_{\text{мин}}} - 1 \right)^2 + \gamma_{\text{вр}} + \gamma_{\Pi}, \quad (2.4)$$

в которой отсчет времени начинается в точке пересечения пороговой кривой с уровнем насыщения инверсии, а величина $t_{\text{мин}}$ соответствует минимальной величине пороговой инверсии. Используя кривую зависимости пороговой инверсной населенности от угла поворота, можно выразить $t_{\text{мин}}$ через $T_{\text{вр}}$.

Уравнения (2.1) и (2.2) не имеют аналитического решения и могут быть решены численными методами. На рис. 2.1 приведены в графической форме результаты численного решения [2], поясняющие характер процесса генерации в ОКГ с вращающейся призмой. Величина энергии, выделяющейся в резонаторе E , определяется разностью между начальной n_i и конечной n_f инверсией (рис. 2.1) и равна

$$E = \frac{1}{2} h\nu (n_i - n_f) N_0 V_p, \quad (2.5)$$

где V_p — объем рубина; N_0 — концентрация ионов хрома; n_i , n_f — плотности относительных начальной и конечной инверсной населенности.

При заданной величине n_i , кинетика процесса генерации ОКГ определяется величиной отношения $t_3/t_{\text{мин}}$, где t_3 — время задержки; $t_{\text{мин}}$ — время, за которое в результате изменения добротности потери уменьшаются от величины, соответствующей начальным пороговым условиям, до минимальной величины. На рис. 2.1 показано, что при

$t_3 < t_{\text{мин}}$ энергия генерируемого импульса становится меньше, чем при $t_3 = t_{\text{мин}}$. Из рис. 2.1 видно, что при $t_3 < t_{\text{мин}}$ может иметь место генерация нескольких импульсов.

На рис. 2.2 приведена диаграмма режимов работы ОКГ в зависимости от скорости вращения призмы и величины относительной инверсной населенности. В области I величина инверсии недостаточна для развития генерации, область II — область генерирования одиночных импульсов, а в области III имеют место многократные импульсы. Границы между областями в известной мере произвольны, поскольку при уменьшении величины инверсии (при постоянной скорости вращения отражателя) амплитуда соответствующих импульсов уменьшается плавно. Соответственно граница областей I—II представляет собой геометрическое место точек, для которых амплитуда первого импульса равна 1% максимального значения, а граница

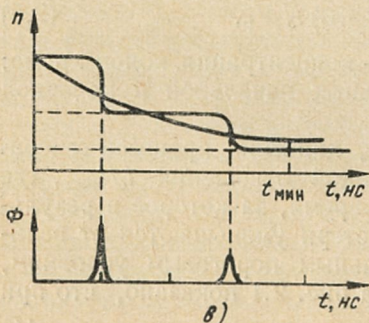
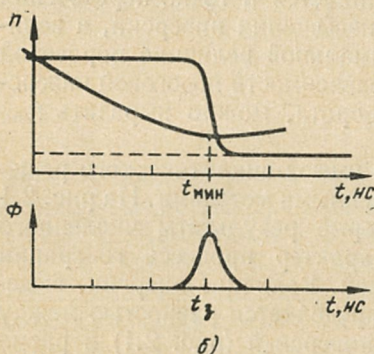
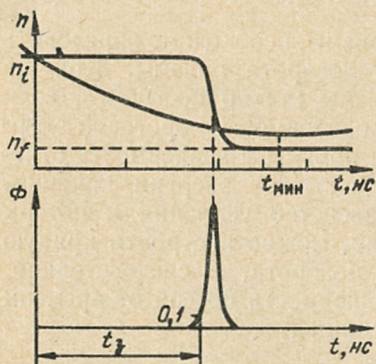


Рис. 2.1. Зависимость относительной инверсной населенности n и плотности фотонов Φ в резонаторе от времени при модуляции добротности вращающейся призмы (а); при разных временах развития излучения [разных длин резонаторов (б)]; при малом времени развития излучения (в).

областей II—III — геометрическое место точек, для которых амплитуда второго импульса равна 1% амплитуды первого импульса.

На рис. 2.3, а представлена наиболее простая оптическая схема лазера, модуляция добротности которого производится затвором с вращающейся призмой-крышей. Даже при вращении призмы со скоростью 60 000 об/мин время коммутации слишком велико — порядка 500 нсек, в результате чего может появиться несколько импульсов излучения. Кроме того, для получения только одного импульса предъявляются повышенные требования к качеству активного

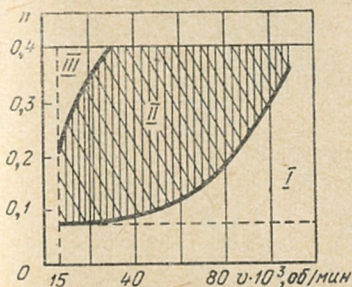


Рис. 2.2. Диаграмма режимов работы ОКГ в зависимости от скорости вращения призмы и величины относительной инверсной населенности.

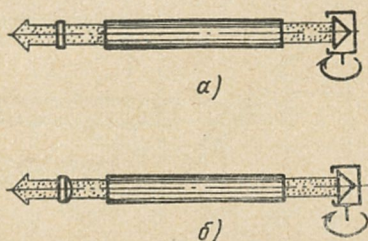


Рис. 2.3. Оптические схемы лазеров с вращающейся призмой с выходным зеркалом: а — плоским; б — сферическим.

материала. Оптическая схема, представленная на рис. 2.3, б, обеспечивает уменьшение времени коммутации за счет компенсации оптической неоднородности активного материала [7]. Для этого плоское выходное зеркало заменяется сферическим, радиус кривизны которого определяется по интерферограмме, полученной от торцов активного стержня с помощью газового лазера. Такой вариант схемы может быть принят при использовании активного материала невысокого качества, например рубина. Современная технология выращивания рубина вызывает значительный градиент показателя преломления по сечению кристалла. Поэтому все рубины представляют собой отрицательную линзу, фокусное расстояние которой можно оценить по формулам

$$f = \frac{R}{n_p - 1}, \quad (2.6)$$

$$R = d_a^2 / 4m_n \lambda, \quad (2.7)$$

где n_p — показатель преломления рубина; R — радиус сферической волны на выходе рубина; d_a — диаметр рубина; $m_{и}$ — число интерференционных колец; λ — длина волны газового лазера.

Для компенсации «искажения волнового фронта» из-за градиента показателя преломления концевое зеркало обрабатывают по сфере, радиус которой зависит от качества материала и может меняться от 1 до 3 м.

В оптических схемах, представленных на рис. 2.4, время переключения добротности сокращено из-за введения

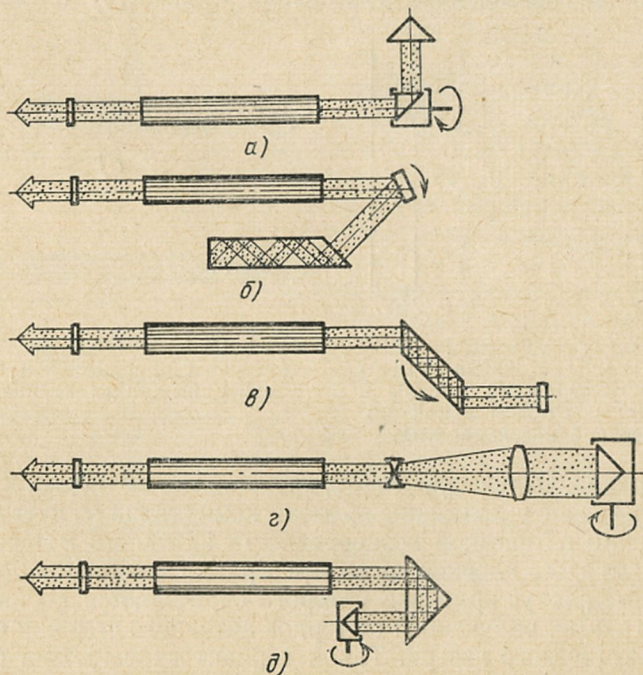


Рис. 2.4. Оптические схемы лазеров с увеличенной эффективной скоростью вращения отражателя.

в резонатор дополнительных оптических элементов и без увеличения скорости вращения двигателя. Для ОКГ с добавочной призмой (рис. 2.4, а, д) [8—9] эффективная угловая скорость вращения призмы ω_a будет:

$$\omega_a = m_{отр} \omega_d, \quad (2.8)$$

где $m_{\text{отр}}$ — количество отражений от вращающегося элемента (в данном случае равно 2, но может быть и больше); ω_d — угловая скорость вращения двигателя. Частота следования импульсов зависит от скорости вращения призмы и количества дополнительных призм, замыкающих резонатор (рис. 2.4, а). Для схем, представленных на рис. 2.4, б, характерно быстрое увеличение коэффициента отражения

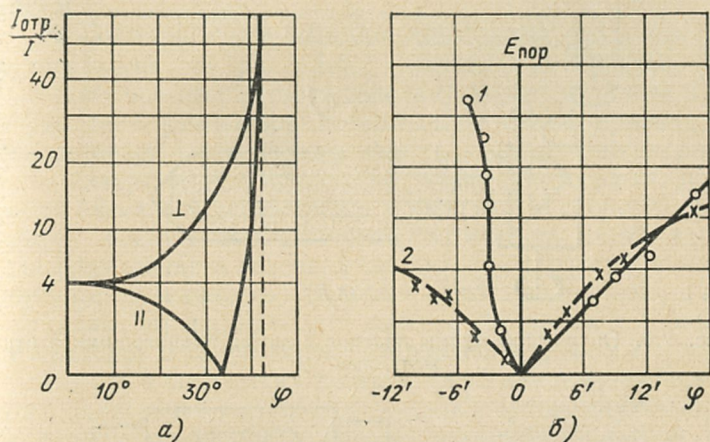


Рис. 2.5. Зависимости относительной величины интенсивности отраженного света при переходе из оптически более плотной среды в менее плотную (а) и порога генерации (б) от угла поворота призмы: 1 — в схеме с пластиной из К-8 (10 отражений); 2 — в схеме без дополнительных пластин.

при увеличении угла падения до критического при многократном полном внутреннем отражении. Это обеспечивает повышенную скорость коммутации и угловую селекцию [10—12]. Резкий характер изменения интенсивности отраженного света при переходе из оптически более плотной среды в менее плотную виден на рис. 2.5, а. Количественную оценку интенсивности отраженного света в зависимости от угла поворота отражателя для углов, близких к критическим, можно сделать, пользуясь формулой [13]

$$I = \left[\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \right]^{2m_{\text{отр}}}, \quad (2.9)$$

где I — интенсивность отраженного света; φ — угол падения; ψ — угол преломления; $m_{\text{отр}}$ — число отражений луча в пластине.

Если пластина изготовлена из стекла с $n = 1,51$ и $m_{отр} = 10$, то коэффициент пропускания пластины при отклонении угла падения от $\varphi_{кр}$ только на $30''$ изменяет коэффициент пропускания от 1 до 0,22. Сравнительная зависимость

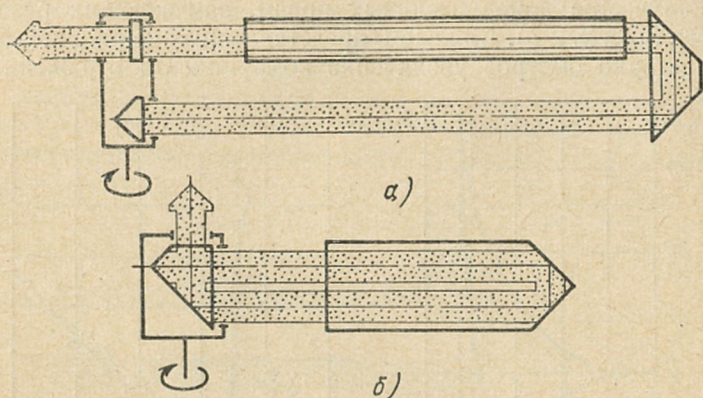


Рис. 2.6. Оптические схемы лазеров с двумя вращающимися отражателями.

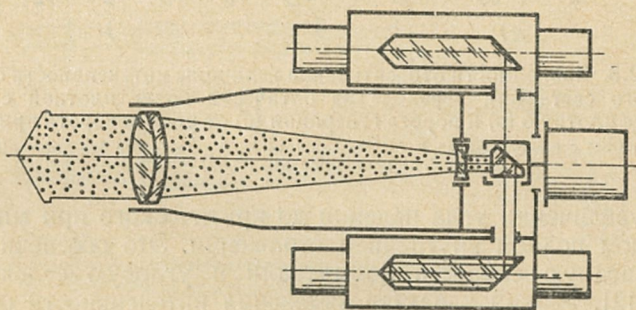


Рис. 2.7. Оптическая схема лазера периодического действия с одним затвором, общим для всех головок.

порога генерации от угла поворота призмы показана на рис. 2.5, б.

В схеме рис. 2.4, г в резонатор введена телескопическая система [14]. При этом скорость коммутации увеличивается во столько раз, каково увеличение телескопической системы.

Варианты оптических схем, представленных на рис. 2.6, характеризуются тем, что на оси двигателя расположены

оба отражателя резонатора — призма-крыша и выходное зеркало. Помимо удвоения скорости коммутации, такое расположение обеспечивает большую глубину модуляции [15, 16]. Интересной особенностью схемы рис. 2.6, а является удобство применения ее в качестве задающего генератора. Расположение затвора со стороны выхода излучения позволяет одновременно использовать его для развязки с усилителем.

Принцип работы генератора, оптическая схема которого представлена на рис. 2.6, б, достаточно понятен [16]. В резонаторе отсутствуют дополнительные элементы и оба отражателя резонатора совмещены в одной призме. Это обеспечивает высокую добротность во включенном состоянии, низкую — в выключенном, взаимную нерасстраиваемость элементов резонатора и эффективную скорость включения, равную $2\omega_d$. Подобная оптическая схема удобна для применения в лазерной системе, где требуется высокая импульсная мощность и большая частота повторения, а конструкция затвора позволяет вывести излучения нескольких генераторов в одном общем направлении (рис. 2.7).

Иногда в оптических схемах лазера для получения мощного одиночного импульса применяют вращающуюся призму-крышу совместно с просветляющим фильтром или фототропным затвором. Такое решение позволяет избавиться от недостатков, присущих каждому типу затворов в отдельности. В фототропных затворах малое начальное пропускание, необходимое для создания наибольшей инверсии, вызывает повышенные потери мощности для его просветления. Вращающаяся призма при больших накачках дает несколько импульсов. При одновременном использовании вращающейся призмы и фототропного затвора его начальное пропускание может быть существенно увеличено, а скорость вращения призмы может быть уменьшена [17, 18], что повышает энергетические параметры моноимпульса.

2.2. СХЕМЫ С ФОТОТРОПНЫМИ СВЕТОЗАТВОРАМИ

Фототропные светозатворы применяются для модуляции добротности резонатора с целью получения наносекундных, пикосекундных (ультракоротких) импульсов и одномодового излучения (см. § 2.5).

Получение наносекундных импульсов. Импульсы длительностью от нескольких единиц до десятков наносекунд могут быть получены в ОКГ с простой оптической схемой. Резонатор такого ОКГ состоит из полупрозрачного и 100%-ных плоскопараллельных зеркал, между которыми находятся фототропный светозатвор и активное тело. В такой двухкомпонентной системе наряду с индуцированными переходами в активной среде и резонансным поглощением излучения в фототропном затворе на кинетику развития генерации оказывают также влияние изменение величины инверсии благодаря оптической накачке и спонтанные переходы в активной и резонансно-поглощающей средах.

В одномодовом приближении уравнений баланса процесс генерации описывается системой уравнений для плотности фотонов Φ и разности населенностей энергетических уровней в активной $N = N_2 - N_1$ и резонансно-поглощающей средах $M = M_2 - M_1$, в предположении двухуровневой модели для обеих сред $N_0 = N_1 + N_2$, $M = M_1 + M_2$:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{\sigma_n l_n}{t_1} N - \frac{\sigma_m l_m}{t_1} M - \frac{\gamma}{t_1} \right) \Phi + \left(a_n \frac{N_0 + N}{\tau_n} + a_m \frac{M_0 + M}{\tau_m} \right), \quad (2.10)$$

$$a_{n, m} = \frac{8\pi v^2}{c^3} \Delta v_{n, m} v / \eta_{n, m},$$

$$\frac{dN}{dt} = -2 \frac{\sigma_n l_n}{t_1} N \Phi - \frac{N_0 + N}{\tau_n} + \omega_p (N_0 - P), \quad (2.11)$$

$$\frac{dM}{dt} = -2 \frac{\sigma_m l_m}{t_1} M \Phi + \frac{M_0 + M}{\tau_m}, \quad (2.12)$$

где σ_n, σ_m — сечения поглощения в активной и резонансной средах; τ_n, τ_m — времена спонтанного распада верхнего уровня в обеих средах; t_1 — время пролета фотоном резонатора. Коэффициенты a_n и a_m указывают, какая доля спонтанного излучения в каждой из систем попадает в рассматриваемый тип колебаний резонатора; $a_{n, m}$ — число типов колебаний в объеме V в пределах ширины линии $\Delta v_{n, m}$, деленное на квантовый выход люминесценции $\eta_{n, m}$; ω_a — вероятность возбуждения частиц активной среды под действием излучения накачки. Система уравнений (2.10) — (2.12) не может быть решена в аналитическом виде. Численное решение этой системы уравнений при некоторых практически важных исходных данных приведено в работе

[19]. В частности, на рис. 2.8 приведены полученные в работе [19] зависимости плотности фотонов и инверсной населенности от времени для различных начальных плотностей фотонов. Из уравнений (2.10) — (2.12) видно, что условия самовозбуждения имеют вид $\sigma_n l_n N - \sigma_m l_m M - \gamma \geq 0$, и могут быть выполнены либо в результате уменьшения населенности M при соответствующей величине излучения

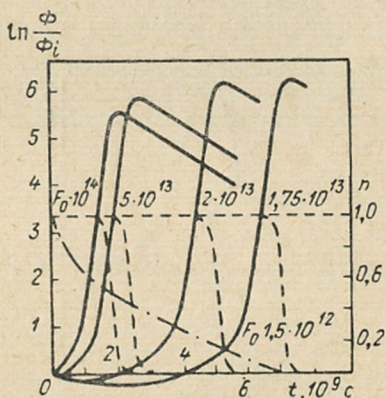


Рис. 2.8. Зависимость количества фотонов и инверсной населенности от времени при начальных импульсах, отличающихся числом фотонов F_0 .

в начальный момент (инициирующем импульсе), либо в результате увеличения начальной инверсной населенности N при соответствующем увеличении мощности оптической накачки.

При соответствующем выборе величины мощности накачки можно достигнуть выполнения условий самовозбуждения при начальной плотности фотонов, определяемой спонтанным излучением. Пренебрегая спонтанными пререходами и накачкой, а также предполагая, что $L \approx l_n$ и $l_n \gg l_m$, из уравнений (2.10) — (2.12) можно получить соотношения, связывающие плотность фотонов в резонаторе с инверсной населенностью, полезные для оценки параметров рассматриваемой системы:

$$\Phi = \Phi_i + \frac{N_i}{2\beta} \ln \frac{N}{N_i} - \frac{N_i}{2\alpha} \left[1 - \left(\frac{N}{N_i} \right)^\alpha \right] + \frac{N_i}{2} \left(1 - \frac{N}{N_i} \right), \quad (2.13)$$

$$M = \frac{N_i}{2\alpha} \left(\frac{N}{N_i} \right)^\alpha, \quad (2.14)$$

где $\alpha = \frac{\sigma_m}{\sigma_n}$; $\beta = \frac{\sigma_n c}{V} \frac{t_1}{\gamma} N_i$; Φ_i и N_i — плотность фотонов и инверсная населенность в начальный момент.

При $\alpha \gg 1$ выражение для максимальной плотности в резонаторе имеет вид

$$\Phi_{\text{макс}} = \Phi_i + \frac{1}{2} N_i - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\beta} + \frac{1}{\beta} \ln \beta \right). \quad (2.15)$$

Изменение со временем плотности фотонов в резонаторе

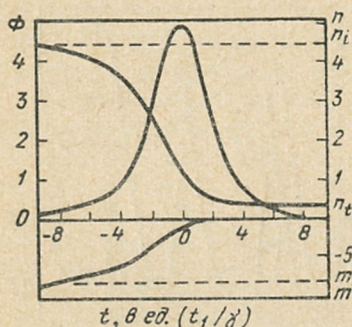


Рис. 2.9. Зависимость инверсной населенности активной и резонансно-поглощающей сред и плотности излучения в резонаторе от времени в единицах t_1/γ .

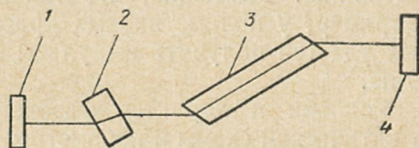
и величин инверсных населенностей для активной и поглощающей сред, соответствующее данному случаю, иллюстрируется рис. 2.9 [20].

Практическое осуществление генерации связано с таким подбором концентрации резонансно-поглощающего вещества и уровня оптической накачки активного тела, при которых генерируется всего один световой импульс. Пределы изменения величины оптической накачки, соответствующие генерации одного импульса, весьма невелики для любой концентрации резонансно-поглощающего вещества. При увеличении уровня оптической накачки могут генерироваться два, три или более световых импульсов, а при уменьшении — генерация прекращается. То же самое может иметь место при изменении усиления активной среды из-за температуры. В основном с колебаниями усиления из-за нестабильности оптической накачки и температуры активного тела связана также значительная нестабильность момента появления генерируемого импульса относительно момента поджига импульсных ламп накачки. Другим источником нестабильностей является сам фототропный светозатвор, поскольку характеристики просветляющегося веще-

ства могут изменяться со временем в результате фотохимических реакций. Следует также отметить, что характеристики светозатвора одинаковы для любой точки поперечного сечения, а характеристики инверсной населенности неодинаковы и зависят от неравномерности оптической накачки активного тела и других факторов. Это обстоятельство приводит к сложной временной зависимости пространственной структуры излучаемого импульса, так как генерация из-за неоднородности инверсной населенности может начаться и кончиться в разное время для различных точек поперечного сечения. С другой стороны, нелинейная зависимость пропускания фототропного затвора от интенсивности света

Рис. 2.10. Оптическая схема ОКГ для получения пикосекундных импульсов:

1 — 100%-ное отражающее зеркало; 2 — фототропный светозатвор; 3 — активное тело; 4 — полупрозрачное зеркало.



в сочетании с неоднородностью инверсной населенности в активном теле может способствовать селекции поперечных типов колебаний (см. § 2.5) при получении одномодового излучения.

Получение пикосекундных импульсов. Как отмечено в § 1.6, для получения пикосекундных импульсов необходимо, чтобы в лазерном резонаторе возбуждался ряд аксиальных типов колебаний, и чтобы время релаксации просветленного состояния позволяло светозатвору реагировать на отдельные флуктуационные выбросы интенсивности спонтанных шумов [29—31]. Первое условие обеспечивается применением оптических элементов резонатора без отражающих поверхностей. Одним из наиболее удобных решений, в частности, являются оптические схемы с элементами, грани которых расположены под углом Брюстера к направлению излучения в резонаторе, как показано на рис. 2.10. Диэлектрические зеркала в этом случае наносятся на пластинку с непараллельными поверхностями.

Второе условие выполняется путем применения светозатвора с малым временем релаксации просветленного состояния, причем для получения импульсов длительностью порядка 10^{-11} — 10^{-13} с необходимо, чтобы светозатвор не только реагировал на отдельные флуктуационные выбро-

сы шумов, но и обеспечивал сжатие импульса в процессе развития. Это возможно только в случае, если время релаксации возбужденных состояний молекул имеет тот же порядок величины, что и длительность генерируемых импульсов. Среди органических веществ есть такие, у которых молекулы из возбужденного состояния переходят в основное сначала безызлучательным переходом (с временем релаксации $\sim 10^{-11}$ с) на промежуточный уровень, а затем радиационным переходом (с временем релаксации $\sim 10^{-9}$ с) в основное. Соответственно и просветленное состояние среды релаксирует сначала к состоянию с некоторым промежуточным поглощением, а затем к исходному непросветленному состоянию. Возможно, что такой механизм имеет место, например, у полиметиновых красителей, с помощью которых удастся получить импульсы с длительностью порядка 10 пс.

Условия и характер фазового согласования зависят от оптической схемы и параметров ОКГ. В частности, существенное значение имеет положение фототропного светозатвора относительно зеркал резонатора. Расстояние между максимумами импульсов и их интенсивности (для схемы, изображенной на рис. 2.10) изменяется в зависимости от положения светозатвора. Размещение фототропного затвора в положениях $X = L/m$ (L — длина резонатора; m — целое число; X — расстояние затвора от 100%-ного зеркала) приводит к увеличению частоты следования импульсов $f_{\text{сл}} = mf_1$, где $f_1 = c/2L$ [31]. Установление светозатвора в положение $X/L = 0$ наиболее удобно с точки зрения практического использования, так как позволяет получить цуг импульсов с максимальной пиковой мощностью и наибольшей скважностью. В этом случае для N_m синхронизованных мод с одинаковыми амплитудами длительность импульса $t_{\text{и}}$ может быть выражена приближенно следующим соотношением:

$$t_{\text{и}} \approx \frac{2,78 \cdot 2L}{\pi c N_m} \approx \frac{0,88}{c 2\Delta\nu_{\text{г}}} \approx \frac{2t_1}{N_m},$$

где $2\Delta\nu_{\text{г}}$ — полная ширина спектра генерации; $t_1 = L/c$.

Пиковая мощность в этом случае возрастает в N_m раз по сравнению со средней мощностью несинхронизованных мод. Грубые оценки возможностей данного метода для ОКГ на рубине ($2\Delta\nu_{\text{г}} \approx 10 \text{ см}^{-1}$) приводят к величине $t_{\text{и}}$ порядка $3 \cdot 10^{-12}$ с, а для ОКГ на неодиме ($2\Delta\nu_{\text{г}} \approx 250 \text{ см}^{-1}$ — порядка 10^{-13} с).

Излучение на выходе полупрозрачного зеркала в таком генераторе представляет собой цуг пикосекундных импульсов с интервалами между ними, равными удвоенному времени пролета фотона через резонатор. Если усреднить интенсивности цуга импульсов по всему занимаемому интервалу, то распределение интенсивности будет соответствовать импульсу длительностью в несколько десятков наносекунд, получаемому методом модуляции добротности. Выделение одного импульса осуществляется пропуском цуга через электрооптический светозатвор, открываемый с помощью светоискового разрядника на время прохождения одного импульса. Однако этот способ не выгоден, так как все остальные импульсы цуга пропадают. Другим, более

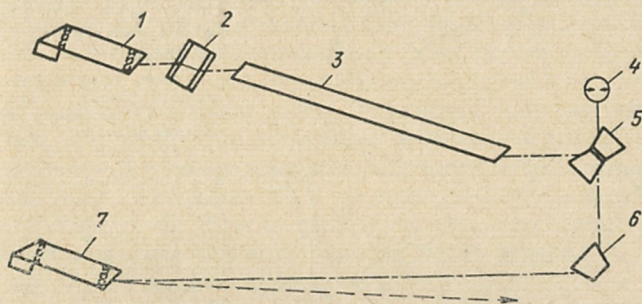


Рис. 2.11. Оптическая схема ОКГ для получения одного пикосекундного импульса:

1, 7 — электрооптические отражатели с призмой-крышей; 2 — фототропный светозатвор; 3 — активное тело; 4 — светоисковой разрядник; 5 — 90°-ная поворотная призма с гранями, расположенными под углом Брюстера к излучению; 6 — светоделительный блок из двух 90°-поворотных призм с регулируемым воздушным зазором.

эффективным способом получения одного пикосекундного импульса, является применение резонаторов, позволяющих выводить в нужный момент запасенную в них световую энергию. Оптическая схема для получения одного пикосекундного импульса, основанная на применении электрооптических отражателей, показана на рис. 2.11. В такой оптической схеме входные грани всех элементов расположены под углом Брюстера к излучению. Оптическая схема лазерного резонатора состоит из двух электрооптических отражателей с крышей сбоку, фототропного светозатвора, активного тела и поворотных призм. Часть излучения отводится из резонатора через малый воздушный зазор между призмами, регулируя который, можно управлять величиной

пропускания, и подается в зазор между электродами светоискрового разрядника. Включение добротности осуществляется с помощью одного из управляемых отражателей. Когда величина пикосекундного импульса внутри резонатора становится достаточной для запуска светоискрового разрядника, электрическим импульсом разрядника переключается второй управляемый отражатель, в результате чего световой

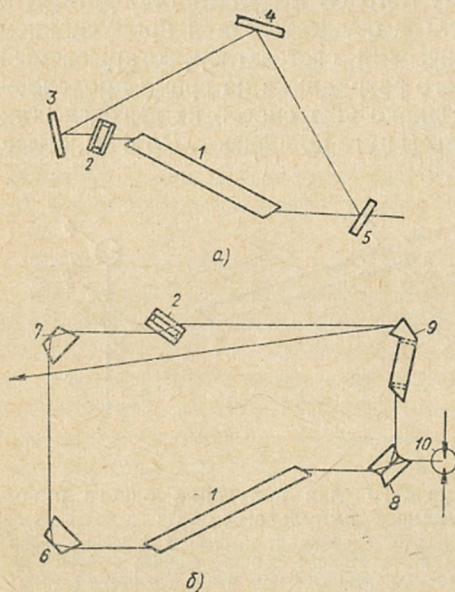


Рис. 2.12. Оптические схемы кольцевых резонаторов:

а — для получения цуга пикосекундных импульсов; б — для получения одного пикосекундного импульса. 1 — активное тело, 2 — фототропный светозатвор; 3, 4 — 100%-отражающие зеркала; 5 — полупрозрачное зеркало, 6, 7 — 90°-ные поворотные призмы с входными гранями, расположенными под углом Брюстера к излучению, 8 — светоделительный блок из двух 90°-ных поворотных призм с регулируемым воздушным зазором, 9 — проходной электрооптический отражатель с входными гранями, расположенными под углом Брюстера к излучению, 10 — светоискровой разрядник.

импульс выводится наружу. Управляемые электрооптические отражатели позволяют осуществить и другие варианты оптических схем для получения пикосекундных импульсов, в частности кольцевые.

На рис. 2.12 показаны кольцевые схемы лазеров для получения пикосекундных импульсов. На рис. 2.12, а представлена оптическая схема ОКГ, описанного в работе [32]. Через полупрозрачное зеркало в подобном квантовом генераторе излучается цуг пикосекундных импульсов. Применение электрооптических отражателей позволяет осуществить кольцевую схему, позволяющую получать на выходе всего один пикосекундный импульс (рис. 2.12, б). Электрооптический отражатель в таком ОКГ осуществляет пере-

ключение режимов. Сначала излучение развивается в замкнутом кольце. При достижении максимальной величины энергии в резонаторе электрооптический отражатель переключается на выведение и вся энергия выводится в виде одного пикосекундного импульса, сформировавшегося в период развития при замкнутом кольцевом резонаторе.

2.3. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ РЕЗОНАТОРОМ ОКГ

Электрооптические светозатворы и управляемые электрооптические отражатели заключают в себе наибольшие возможности для осуществления различных режимов работы ОКГ. Зависимость пропускания (или отражения) электрооптических устройств от величины управляющего напряжения позволяет осуществить: генерацию наносекундных световых импульсов при быстром включении добротности [33]; получение наносекундных импульсов методом выведения энергии, накопленной в резонаторе [34]; генерацию пикосекундных импульсов при синхронизации мод [35]; управление параметрами импульсов через внешнюю отрицательную или положительную обратную связь [36] и т. д.

Получение наносекундных импульсов при быстром включении добротности. Принцип действия ОКГ с включаемой добротностью может быть пояснен следующим образом. Если начиная с момента включения лампы-накачки добротность резонатора низкая (можно упрощенно считать, что у резонатора убрано одно зеркало), то условия для генерации не выполняются и в течение накачки происходит увеличение инверсной населенности активного тела. Резко увеличив добротность резонатора при достижении оптимальной инверсии (допустимо упрощенно представить это как внезапное появление зеркала резонатора), можно вызвать процесс генерации излучения из спонтанных шумов, причем сначала в течение некоторого времени, называемого временем задержки t_a , происходит линейное развитие генерации, а затем генерация развивается нелинейно до насыщения усиления активной среды. По мере выгорания инверсной населенности мощность излучения падает. В каждый момент времени, пока в резонаторе нарастает, а затем спадает интенсивность излучения, часть излучения выводится наружу через одно из зеркал резонатора, имею-

щее отличную от нуля величину пропускания. Выходные параметры излучения ОКГ с мгновенным включением добротности можно оценить с помощью теории, развитой в работе [37], где в основу положены уравнения баланса плотности излучения и инверсной населенности в одномодовом приближении. Выражения для выходной энергии, пиковой мощности и времени задержки развития моноимпульса для трехуровневой системы с однородным уширением имеют вид:

$$E = (\gamma_{\text{п}}/2\gamma) (n_i - n_f) N_0 h\nu V, \quad (2.16)$$

$$P = \gamma_{\text{п}} \Phi N_0 h\nu V / \gamma t_1, \quad (2.17)$$

$$t_3 = \frac{t_1}{\alpha_0 l (n_i - n_p)} \ln \left(1 + \frac{n_i - n_p}{200 \varphi_i} \right), \quad (2.18)$$

где n — относительная инверсная населенность, равная $(N_2 - N_1)/N_0$; N_1 и N_2 — плотности атомов в основном и возбужденном состояниях; $N_0 = N_1 + N_2$; t_1 — время пролета фотона через резонатор; $n_p = \gamma/\alpha_0 l$; l — длина активного тела; α_0 — коэффициент поглощения в максимуме линии излучения активного тела; γ — полные потери, равные сумме полезных $\gamma_{\text{п}}$ и вредных $\gamma_{\text{в}}$ ($\gamma_{\text{в}}$ — определяется поглощением и рассеянием в элементах оптической схемы); $\gamma_{\text{п}} = -1/2 \ln R_1 R_2$; R_1, R_2 — коэффициенты отражения конечных отражателей); n_i, n_f — начальная и конечная относительные инверсные населенности, связанные равенством

$$n_p \ln \frac{n_f}{n_i} = n_f - n_i. \quad (2.19)$$

Величина φ определяется выражением

$$\varphi = \varphi_i + \frac{1}{2} \left[n_p \ln \frac{n}{n_i} - (n - n_i) \right], \quad (2.20)$$

где $\varphi = \Phi/N_0$, Φ — плотность квантов в резонаторе,

$$\varphi_i \approx \frac{n_p}{n_i} \frac{1 + n_i}{8\pi\tau_{\text{л}}} t_R \Omega. \quad (2.21)$$

Здесь $\tau_{\text{л}}$ — время жизни возбужденного состояния; Ω — телесный угол лазерного излучения; $t_R = t_1/\gamma$ — время жизни кванта в резонаторе. Зависимости мощности излучения в моноимпульсе от времени имеют сложный характер и могут быть рассчитаны с помощью ЭЦВМ. На рис. 2.13 показана зависимость плотности фотонов и инверсной населенности от времени.

Быстрая модуляция добротности ОКГ может осуществляться электрооптическими светозатворами и отражателями. Целесообразность использования светозатворов в схемах ОКГ может быть вызвана, в частности, необходимостью использования зеркал специальной конфигурации, (например, сферических) или специальными диэлектрическими покрытиями. В тех же случаях, когда в качестве концевого отражателя может быть использована призма-кры-

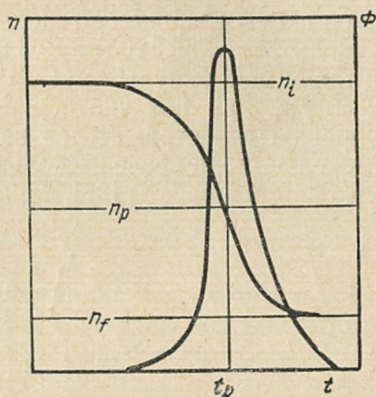


Рис. 2.13. Зависимость плотности фотонов и инверсной населенности от времени при мгновенном включении добротности резонатора.

ша, выгоднее применять электрооптические отражатели (рис. 2.14, а, б). Целесообразность использования различных типов электрооптических отражателей зависит от таких

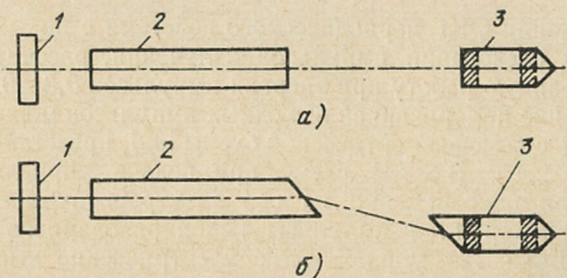


Рис. 2.14. Оптические схемы ОКГ с электрооптическими отражателями:

а — с прямыми торцами элементов; б — с торцами под углом Брюстера к излучению. 1 — полупрозрачное зеркало; 2 — активное тело; 3 — электрооптический отражатель.

факторов, как наличие поляризации у люминесцентного излучения активного тела, от температурных требований к стабильности выходных параметров и т. д. Для уменьшения вредного влияния френелевского отражения на торцах,

торцы элементов оптической схемы должны быть скошены под углом Брюстера (рис. 2.14, б). В этом случае может быть достигнута максимальная инверсия в процессе накачки и сведены к минимуму потери на торцах элементов оптической схемы в процессе генерации. По данным работы [38], используя рубин 120 мм × 8 мм и лампу ИФП-1200, можно в таком моноимпульсном ОКГ получить выходную энергию 2—3 Дж при накачке порядка 400—500 Дж. Параметры управляемых отражателей не ухудшаются при частоте в несколько герц после нескольких тысяч импульсов. По мнению авторов работы [38], такая оптическая схема пригодна

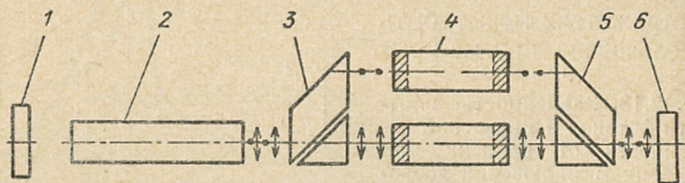


Рис. 2.15. Оптические схемы ОКГ с управлением поляризацией генерируемого излучения:

1 — полупрозрачное зеркало; 2 — активное тело; 3, 5 — поляризационные призмы-раздвоители; 4 — электрооптический модулятор; 6 — 100%-ное отражающее зеркало.

для создания ОКГ периодического действия с повышенной частотой следования импульсов излучения, рассчитанных на длительную работу при энергии импульсов 0,3—0,5 Дж. Управление поляризацией выходных импульсов можно осуществить с помощью оптической схемы [39], представленной на рис. 2.15. В этой схеме при подаче управляющих импульсов одновременно на оба электрооптических элемента генерируются импульсы неполяризованного излучения. Если же управляющие электрические импульсы подаются поочередно то на один, то на другой электрооптический элемент, на выходе появляются импульсы переменной поляризации. Как показано в работе [40], энергия поляризованных импульсов света практически не отличается от энергии неполяризованных импульсов, так как поляризационные элементы в резонаторе с активным телом, имеющим неполяризованное излучение (стекло с неодимом), влияя на поляризацию, не изменяют выходную энергию ОКГ. (Справедливо во всяком случае при отсутствии наведенной анизотропии.) Длительность импульсов, получаемых

при электрооптической модуляции добротности (в зависимости от величины накачки, потерь и длины резонатора), равна 10—30 нс. ОКГ с электрооптической модуляцией добротности выгодно отличается от других определенностью момента появления светового импульса, а также способностью при любых накачках генерировать только один импульс. Последнее обеспечивается включением добротности на время, достаточное для развития и генерации только одного импульса при широком интервале накачек. Представляет интерес также режим ступенчатого включения добротности. В этом случае в зависимости от соотношения между параметрами нескольких ступеней управляющего напряжения может быть получен ряд следующих один за другим импульсов. Особый интерес представляет такой способ включения добротности, при котором сначала добротность включается до пороговой величины, а после появления слабого светового импульса — полностью. Подобный режим в известной степени воспроизводит развитие моноимпульса в ОКГ с фототропным светозатвором и может быть использован для получения одномодового излучения [41] (см. § 2.5).

Режим медленного включения добротности с помощью электрооптических устройств для получения нескольких импульсов практического применения, за редкими исключениями, не нашел. Теория ОКГ с медленным включением добротности рассмотрена в [3, 6].

Формирование наносекундных импульсов при выведении энергии, накопленной в резонаторе. Принцип действия ОКГ с выведением энергии, накопленной в резонаторе, основан на быстром включении добротности при достижении максимума инверсной населенности в активной среде и «открывании» резонатора при достижении максимальной плотности излучения в нем [34]. Этот процесс может быть наглядно пояснен следующим образом. С момента включения лампы-накачки до достижения оптимальной величины инверсной населенности (несколько сотен микросекунд) активное тело как бы находится вне резонатора. При достижении оптимальной инверсной населенности активное тело помещается в резонатор со 100%-ными зеркалами, благодаря чему создаются условия для генерации излучения и энергия возбужденных атомов активного тела переходит в электромагнитную энергию, которая распределена внутри резонатора. При достижении максимальной плот-

ности электромагнитной энергии внутри резонатора одно из зеркал убирается и в результате этого электромагнитная энергия выводится из резонатора. Время выведения энергии равно двойной длине резонатора, деленной на скорость света. Фронт и спад импульса определяются только временем «убирания» зеркала. Длительность светового импульса равна $2L/c$.

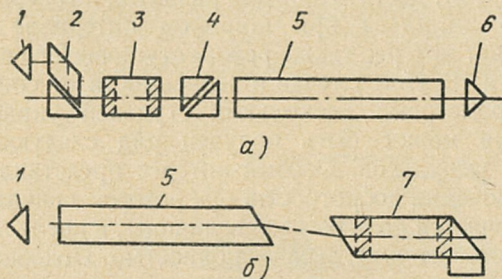


Рис. 2.16. Оптические схемы ОКГ с выводением энергии, накопленной в резонаторе:

a — с электрооптическим светозатвором; *б* — с электрооптическим отражателем, имеющим входную грань под углом Брюстера к излучению.

1, 6 — призма-крыша; 2 — поляризационная призма-раздвоитель; 3 — электрооптический модулятор; 4 — призма Арчарда — Тейлора; 5 — активное тело; 7 — электрооптический отражатель.

В рамках теории, развитой в работе [37], выражения для выходной энергии E_p и мощности P_p для этого случая, если не учитывать усиление и потери в процессе выведения, будут иметь вид:

$$E_p = N_0 V \varphi_p h \nu, \quad (2.22)$$

$$P_p = E_p / 2t_1. \quad (2.23)$$

Фронт световых импульсов для любой точки сечения луча определяется исключительно временем «открывания» резонатора. В связи с этим несущественно, насколько раньше или позже других точек сечения луча началась генерация излучения в данной точке до «открывания» резонатора. Разброс начала генерации для различных точек сечения луча во времени может сказаться только на распределении плотности излучения по сечению к моменту открывания резонатора. Оптические схемы таких ОКГ могут быть основаны как на светозатворах с различными специальными поляризаторами, так и на электрооптических отражателях. На рис. 2.16, *a* представлена схема для выведения энергии,

накопленной в резонаторе, в которой разветвление внутри оптического резонатора осуществляется с помощью поляризационной призмы-разветвителя, а переключения ветвей осуществляются двумя задержанными электрическими импульсами с величиной напряжения равной полуволновому. Такое переключение ветвей ОКГ имеет некоторое преимущество по сравнению с переключением фронтом и спадом одного электрического импульса, что связано, в основном с удобством регулировки интервала времени между переключенными состояниями затвора. На рис. 2.16, б представлена оптическая схема ОКГ с использованием электрооптического отражателя с входной гранью под углом Брюстера и призмой-крышей сбоку. В этой схеме отсутствуют потери из-за френелевского отражения на гранях элементов, благодаря чему могут быть получены импульсы без искажений спада, обусловленных отражениями. В схеме же, показанной на рис. 2.16, а, многократное френелевское отражение на торцах элементов приводит к появлению «хвоста» на спаде светового импульса.

Формирование пикосекундных импульсов при синхронизации мод. В отличие от способа получения пикосекундных импульсов, описанного в § 2.2, где в результате взаимодействия флуктуационных выбросов спонтанного излучения с нелинейной средой осуществляется самосинхронизация мод, пикосекундные импульсы можно получать, осуществляя синхронизацию мод с помощью периодической модуляции добротности в процессе развития генерации. Так, в первых работах [35, 42] была получена длительность импульса $5 \cdot 10^{-10}$ с в результате фазировки 20 мод в генераторе с внешней периодической модуляцией. Динамика генерации пикосекундных импульсов в лазере с внешней периодической модуляцией потерь и включением добротности теоретически рассмотрена в [43], где показано, что процесс развития импульсов состоит из двух стадий. В течение первой стадии длительность импульсов сокращается за счет увеличения числа сфазированных мод, а в течение второй стадии импульсы расширяются за счет расфазировки мод из-за дисперсии среды внутри резонатора. Изменение энергии импульсов или средней мощности излучения сходно с изменением интенсивности излучения в лазере с модулированной добротностью. Оптимальным является случай, когда максимальная средняя мощность и минимальная длительность достигаются одновременно. Частота внешней периодической

модуляции выбирается равной частотному интервалу между аксиальными модами. (Частотный интервал между аксиальными модами равен скорости света, деленной на двойную длину резонатора.) У импульса, возникающего в результате включения добротности и периодической модуляции потерь, при каждом прохождении резонатора происходит изменение формы из-за усиления, потерь, модуляции

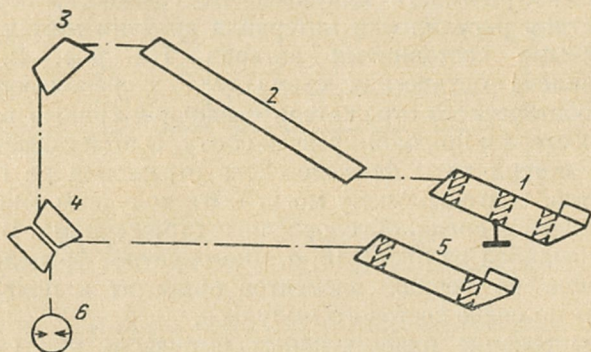


Рис. 2.17. ОКГ для получения пикосекундных импульсов с последующим выводением их из резонатора.

1, 5 — электрооптический отражатель; 2 — активное тело; 3 — поворотная призма с гранями, расположенными под углом Брюстера к излучению; 4 — две поворотные призмы с небольшим воздушным зазором для выведения части излучения из резонатора; 6 — световспусковой разрядник.

и дисперсии. Как и для самосинхронизации при выведении излучения из резонатора через полупрозрачное зеркало на выходе получается цуг пикосекундных импульсов. Для синхронизации мод с последующим выведением пикосекундного импульса из резонатора наиболее подходящими являются оптические схемы ОКГ с элементами, скошенными под углом Брюстера, в которых используются управляемые электрооптические отражатели. Отсутствие в таких схемах элементов, селектирующих продольные моды, дает возможность осуществить фазировку большого числа аксиальных колебаний. Используя два или более электрооптических управляемых отражателей, можно осуществить включение добротности, периодическую модуляцию для фазировки мод и выведение импульса из резонатора. Для переключения электрооптических устройств в режим выведения часть излучения должна отводиться из резонатора на световспусковой разрядник. Когда интенсивность выведенного излуче-

ния становится достаточной для пробоя светоискрового разрядника, последний срабатывает и формирует электрический импульс, переключающий один из управляемых отражателей в режим выведения, благодаря чему пикосекундный импульс выводится из резонатора. Для разработки оптических схем такого типа наиболее подходят электрооптические отражатели с крышей сбоку, с торцами скошенными под углом Брюстера (рис. 2.17). Один управляемый отражатель используется для включения добротности и периодической модуляции, для чего соответствующие напряжения подводятся к крайним электродам модуляционной зоны, в то время как средний электрод заземлен (отражатель с двумя независимыми зонами модуляции). Другой управляемый отражатель включается от светоискрового разрядника и осуществляет выведение пикосекундного импульса.

Управление параметрами импульсов с помощью внешней обратной связи. В вышеизложенных методах управления резонатором ОКГ электрооптические устройства могут находиться только в состояниях с максимальным или минимальным пропусканием (или отражением). При этом параметры генерируемых световых импульсов в основном зависят от характеристик резонатора и активного элемента.

Однако в ряде случаев, например для управления формой и длительностью импульсов излучения, пропускание (отражение) электрооптического устройства должно изменяться в зависимости от величины интенсивности генерируемого излучения. Это осуществляется с помощью внешней цепи отрицательной или положительной обратной связи. В цепь обратной связи могут входить, кроме электрооптического устройства, различные оптические элементы (например, расщепители светового пучка, фильтры), фотоприемные устройства (фотоэлементы или светоискровые разрядники), а также электронные устройства, обеспечивающие эффективную работу цепи обратной связи и позволяющие активно управлять параметрами световых импульсов (рис. 2.18).

Теоретические и экспериментальные результаты для ОКГ с внешней цепью отрицательной обратной связи приведены в работах [120—130]. Отрицательная обратная связь применяется в основном для устранения пикового режима в ОКГ и получения световых импульсов с плоской вершиной. Например, в работе [130] приведены результаты исследования ОКГ на рубине с модулируемой добротностью

и отрицательной обратной связью, обладающего следующими параметрами: длительность импульса генерации 700 нс, ширина спектра излучения $3 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹, энергия импульса 50 мДж, неравномерность вершины импульса $\sim 10\%$. В ОКГ использовался четвертьволновой светозатвор, основанный на продольном электрооптическом эффекте в KDP и кювета с раствором фталоцианина ванадия в нитробензоле для сужения спектра излучения. В цепи обратной связи

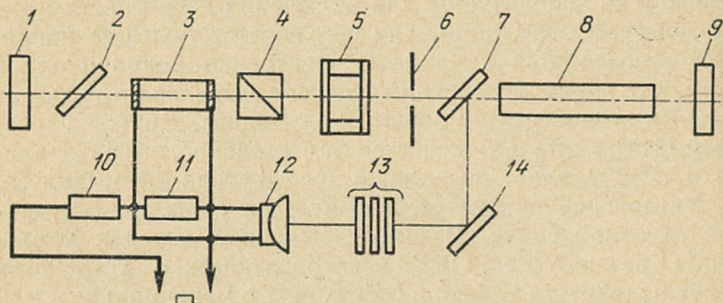


Рис. 2.18. ОКГ с внешней отрицательной обратной связью для получения микросекундных импульсов:

1, 9, 14 — зеркала; 2 — четвертьволновая пластинка; 3 — кристалл из KDP (z — срез); 4 — поляризатор; 5 — фототропный светозатвор; 6 — диафрагма; 7 — стеклянная пластинка; 8 — активное тело; 10, 11 — резисторы; 12 — коаксиальный фотоэлемент; 13 — светофильтры.

устанавливался коаксиальный фотоэлемент. В связи с малой инерционностью процессов генерации излучения, обусловленной высоким усилением активной среды и малым временем пролета фотонов между зеркалами резонатора, время прохождения сигнала по цепи обратной связи (время задержки) не должно превышать единиц наносекунд, а фотоприемные и электронные устройства должны быть широкополосными.

Положительная обратная связь может применяться для синхронизации мод при формировании пикосекундных импульсов. Сообщений о реализации такого режима в твердотельных ОКГ с внешней цепью положительной обратной связи до настоящего времени не появлялось, хотя в ряде работ сообщается о синхронизации мод с помощью положительной обратной связи в газовых лазерах [45, 73]. Положительная обратная связь может быть также использована при получении одномодового излучения. Подробнее этот вопрос рассмотрен в § 2.5.

2.4. ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ С ЭЛЕКТРОВЗРЫВАЕМЫМИ ПЛЕНОЧНЫМИ СВЕТОЗАТВОРАМИ

Электровзрываемый пленочный светозатвор пригоден для работы с излучением любой длины волны, не поглощаемой материалом подложки. Оптическая схема ОКГ с таким светозатвором представлена на рис. 2.19, а. Пленка устанавливается под углом приблизительно $3-5^\circ$ к направлению, перпендикулярному оси резонатора. Момент просветления светозатвора синхронизируется с моментом поджига

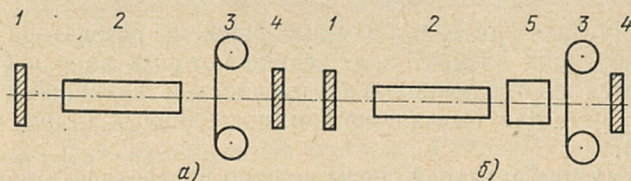


Рис. 2.19. Оптическая схема ОКГ:

а — с электровзрываемым пленочным светозатвором; б — с фототропным и электровзрываемым пленочным светозатворами. 1, 4 — полупрозрачные и 100%-ные отражающие зеркала; 2 — активное тело; 3 — электровзрываемый пленочный светозатвор; 5 — фототропный светозатвор.

ламп накачки таким образом, чтобы просветление пленки наступало при максимуме инверсной населенности. Электровзрываемый пленочный светозатвор при срабатывании становится пропускающим, поэтому после генерации мощного импульса могут последовать несколько пиков свободной генерации в результате продолжающегося свечения ламп накачки. Пики свободной генерации могут быть убраны в комбинированной схеме (рис. 2.19, б) при использовании наряду с пленочным светозатвором еще и фототропного светозатвора. Пропускание фототропного светозатвора выбирается таким, чтобы при неполной накачке отсутствовала свободная генерация, а при полной накачке после просветления пленочного светозатвора формировался один мощный импульс. Как следует из изложенного выше преимуществом такой комбинации является возможность запуска светозатвора внешним пусковым импульсом и генерация единственного импульса.

В работе [131] описан ОКГ из двух неодимовых стержней, разделенных фототропным светозатвором и отделенным от 100%-ного отражающего зеркала пленочным светозатво-

ром. Такой ОКГ генерировал мощные импульсы с энергией 130 Дж при длительности 40 нс. Время включения пленочного затвора хотя и несколько больше аналогичного времени для электрооптического светозатвора, но значительно меньше времени развития генерации. Таким образом, пленочный светозатвор так же, как и электрооптический, осуществляет практически мгновенное включение добротности резонатора, рассмотренное в § 2.3.

2.5. СХЕМЫ СЕЛЕКЦИИ МОД

Основным критерием для выбора схемы резонатора и селектирующих элементов, описание которых дано в § 1.4, является соотношение между усилением активной среды и потерями для выделяемого и подавляемых типов колебаний.

Усиление активной среды должно превосходить величину потерь для выделяемого типа колебаний и быть меньше потерь подавляемых типов колебаний. Такое соотношение легко достигается в системах с низким уровнем усиления, т. е. в генераторах с непрерывной накачкой или в генераторах с импульсной накачкой, работающих вблизи порога в режиме свободной генерации. В таких генераторах селекция мод может иметь место и без специальных селектирующих элементов. Например, в работе [24] описаны квантовые генераторы на АИГ и рубине с непрерывной накачкой и модуляцией добротности вращающимся зеркалом, в которых селекция основного поперечного типа колебаний TEM_{00} обеспечивалась апертурой активного элемента, диаметр которого равнялся около 2 мм.

Для систем с импульсной накачкой и высоким усилением в генерируемом излучении присутствует обычно большое число продольных и поперечных типов колебаний. Для устранения многомодовости в этом случае необходима глубокая дискриминация добротностей отдельных типов колебаний.

Так, для селекции поперечных мод в лазерах с вращающимся зеркалом на АИГ и вольфрамите кальция, активированном неодимом, был использован плосковогнутый устойчивый резонатор с диафрагмой в виде щели и ножом, дифракция на котором происходила в плоскости вращения зеркала, перпендикулярной плоскости дифракции [24].

Эффективность селективирующих свойств генератора определяется не только различием добротностей отдельных типов колебаний, но и кинетикой развития генерации из спонтанного шума люминесценции. Значение этих двух факторов рассмотрено в работе [22]. Как известно, генерация импульса при быстром включении добротности состоит из двух этапов [117]: линейного развития генерации, характеризующегося экспоненциальным нарастанием амплитуды электромагнитного поля в типах колебаний, и нелинейного развития генерации. Линейное развитие генерации соответствует пренебрежимо малому изменению инверсной населенности, а время линейного развития (время задержки генерации) в зависимости от различия между усилением и потерями в резонаторе может иметь величину от десятков наносекунд до нескольких микросекунд. В области нелинейного развития генерации за счет энергии, запасенной инверсной средой, происходит формирование светового импульса, приводящее к насыщению усиления среды.

Селекция мод в схемах с фототропным затвором. В ОКГ с фототропным светозатвором как раз имеет место такой

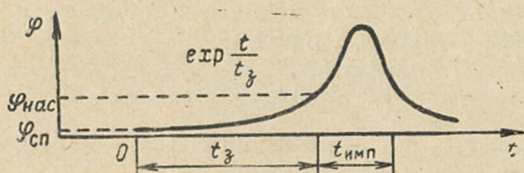


Рис. 2.20. Форма импульса излучения ОКГ с модулированной добротностью. (Масштаб по оси ординат сильно сжат $\varphi_{\text{нас}}/\varphi_{\text{сп}} = 10^{12} \div 10^{15}$).

случай, когда генерация в результате просветления затвора начинает развиваться от порога. Импульс излучения лазера с фототропным светозатвором имеет форму, показанную на рис. 2.20. Развитие генерации начинается с уровня спонтанного шума $\varphi_{\text{сп}}$ и экспоненциальное нарастание плотности излучения в одном из типов колебаний продолжается в течение относительно длительного времени t_z , называемого временем задержки. Когда плотность излучения достигает уровня $\varphi_{\text{нас}}$ ($\varphi_{\text{нас}} \approx 10^{15} \varphi_{\text{сп}}$), достаточного для насыщения фототропной среды, происходит высвечивание запасенной в лазере энергии, продолжающееся относительно

короткое время $t_{\text{имп}} = 10 \div 100$ нс, примерно на порядок меньшее времени задержки. В течение этого времени излучается световой импульс. Время задержки t_3 зависит от уровня начальной инверсии и времени релаксации возбужденных состояний активной и фототропной среды. Теоретическая [22] и экспериментальная [23, 118] оценка времени развития

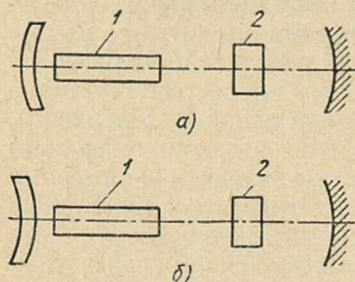


Рис. 2.21. ОКГ с концентрическим резонатором (а), с выпукло-вогнутым устойчивым резонатором (б): 1 — активный элемент; 2 — фототропный затвор.

t_3 импульса в генераторе с фототропным светозатвором показала, что его величина составляет $\sim 2 \div 4$ мкс, а соответствующее число проходов фотонов через резонатор $m_{\text{пр}} = t_3/t_1$ достигает величины $\sim 10^3$ (t_1 — время одного прохода фотонов). Отношение мощностей двух мод к моменту просветления затвора $t_{\text{пр}}$ равно [22]:

$$\frac{P_n(t_{\text{пр}})}{P_m(t_{\text{пр}})} = \left(\frac{r_{1n}\gamma_n}{r_{1m}\gamma_m} \right)^{m_{\text{пр}}}, \quad (2.24)$$

где r_{1n} , γ_n и r_{1m} , γ_m — коэффициенты отражения и потерь для n -й и m -й мод соответственно.

Приведенное соотношение позволяет рассчитать различие потерь двух мод, необходимое для подавления одной из них. Так, для резонатора длиной около 0,5 м отношение плотностей излучения двух соседних мод равно порядка 10 при различии потерь всего лишь 0,1%. Такие различия потерь вполне достижимы в реальных резонаторах как для продольных, так и для поперечных мод. Практически любой тип устойчивых резонаторов с диафрагмой, однородным активным телом и фототропным светозатвором может обеспечить селекцию типов колебаний и получение одномодового излучения. В работе [22] использовались концентрический и выпукло-вогнутый устойчивые резонаторы (рис. 2.21). Активным телом являлся 90°-ный рубин длиной 75 мм, диаметром 63 мм. Длина резонаторов равнялась 54 см. Радиусы зеркал выпукло-вогнутого резонатора равны 5 м.

Из результатов работы следует, что использование диафрагмы для селекции мод хотя и помогает, но не является решающим фактором при получении одномодового режима.* Это может быть вызвано тем фактором, что насыщающийся поглотитель в начальной стадии просветления светозатвора при неоднородном распределении инверсной населенности по сечению активного тела может вести себя как диафрагма. По-видимому, этому могла способствовать и симметричная оптическая накачка, достигаемая с помощью спиральной лампы. В частности, в работе [24] отмечено, что симметричная оптическая накачка с помощью спиральных ламп может несколько улучшать условия для селекции типов колебаний. Полученное в работе [23] излучение имело дифракционную расходимость и энергию 30 мДж в импульсе. В работе [25] описана оптическая схема, в основу которой положен полуконцентрический резонатор с радиусом сферического зеркала $R = 30$ см. Фототропный светозатвор помещен между рубином и сферическим зеркалом. В качестве плоского зеркала использована кварцевая пластина толщиной 10 мм. Между рубином и кварцевой пластиной помещена диафрагма диаметром 0,8—1 мм. Рубин имел длину 120 мм при диаметре 7 мм. Ширина спектра излучения в ОКГ составляла 100 МГц и соответствовала длительности импульса (8 нс). Генератор имел расходимость близкую к дифракционной. В работе [26] применен плоскопараллельный резонатор с фототропным светозатвором. Активным телом являлся рубин очень высокого оптического качества с параллельными торцами, длиной 10 см. В резонаторе имелась диафрагма диаметром 2 мм. Полученное излучение имело мощность 2 мВт в моде TEM_{00} при чисто гауссовом распределении.

В некоторых работах для повышения эффективности применяемых способов селекции мод осуществляется смещение состояния резонатора в область неустойчивости. Такой прием с целью увеличения диаметра селектирующей диафрагмы использован, например, в работе [27]. В этой работе в качестве активного тела использовался как рубин, так и стекло с неодимом. Резонатор состоял из выпуклого и вогнутого сферических зеркал $R_1 = 3$ м, $R_2 = 0,5$ м при расстоянии между зеркалами, несколько большем радиуса R_2 .

* Одномодовый режим — генерация одного типа колебаний TEM_{00q} .

Одномодовое излучение выводилось через вогнутое зеркало. Величина диафрагмы равнялась 0,25—0,4 см. Получаемое при таких параметрах одномодовое излучение имело величину порядка 0,04 Дж в импульсе. Аналогичные результаты могут быть получены также с помощью полуконцентрического резонатора (рис. 2.22), переведенного в неустойчивый режим путем увеличения длины между зеркалами до величины $L = (1,1 \div 1,2) R$. К сожалению, эффективность

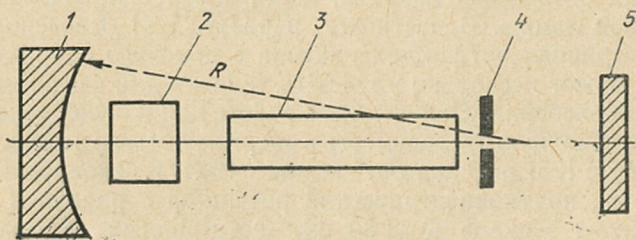


Рис. 2.22. ОКГ с полуконцентрическим резонатором, смещенным в область неустойчивости путем увеличения расстояния между зеркалами:

1 — 100%-ное отражающее зеркало; 2 — фототропный затвор; 3 — активное тело; 4 — диафрагма; 5 — полупрозрачное зеркало.

такого приема (смещения режима работы резонатора в область неустойчивости) существенно ограничивается неоднородностями в активном теле.

В некоторых случаях представляет интерес получение импульсов с большой энергией при малой угловой расходимости. Весьма перспективными для этих целей являются ОКГ на основе неустойчивого резонатора с «дифракционным выводом» излучения. С помощью таких резонаторов возможно значительное сужение диаграммы направленности по сравнению с плоскопараллельными резонаторами. На рис. 2.23 представлена оптическая схема ОКГ на основе неустойчивого резонатора с «дифракционным выводом» излучения [28] с активным телом больших размеров из неодимового стекла. Выходные импульсы имели энергию до 30 Дж. Значительная часть выходного излучения ОКГ сосредотачивалась в керне с дифракционной расходимостью, равной в данном случае 4", причем, как показано в этой работе, диаграмма направленности претерпевает существенные изменения по сравнению с диаграммой направленности, соответствующей оптической схеме на основе плоско-парал-

дельного резонатора с таким же активным телом. Кроме того, в работе наблюдалось сужение длительности моноимпульсов по сравнению с моноимпульсами от ОКГ на основе плоскопараллельного резонатора. Такое сужение может быть, по-видимому, объяснено связанным с конфигурацией

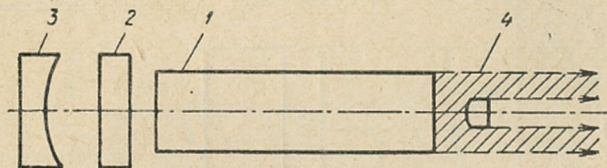


Рис. 2.23. ОКГ с телескопическим резонатором:

1 — активное тело; 2 — фототропный затвор; 3, 4 — 100%-ные отражающие зеркала.

резонатора принудительным механизмом «растекания» излучения в поперечном направлении активного тела.

Селекция мод в схемах с электрооптическим управлением. Длительное время развития генерации может быть получено и в генераторах с магнитооптическим и электрооптическим управлением добротности резонатора. Способ увеличения числа проходов в резонаторе с медленным включением добротности импульсным оптическим вентилем, основанным на эффекте Фарадея, предложен в работе [116]. Выбор оптимальной величины и формы разрядного тока через соленоид позволяет значительно увеличить число проходов через резонатор по сравнению с числом проходов в резонаторе с быстрым включением добротности. При числе проходов, в процессе линейного развития генерации, равном порядка 700, спектр излучения генератора на рубине размерами $16 \times 200 \text{ мм}^2$ и длиной резонатора 1 м равнялся примерно $4 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, а угловое расхождение соответствовало низшему типу колебаний. Для селекции продольных типов колебаний использовалась плоскопараллельная пластина в качестве одного из отражателей, поперечных типов — диафрагма. Однако энергия и мощность в этом режиме были приблизительно в два раза меньше, чем максимальные их значения, полученные при большей (приблизительно в 3 раза) скорости включения добротности. Таким образом, селекция мод в генераторе с оптическим вентилем сопровождается значительными энергетическими потерями излучения. Значительно большие возможности для селекции мод име-

ются в генераторах с электрооптическим управлением, где легко можно осуществить медленное включение добротности. Кроме того, получение одномодового излучения в ОКГ с электрооптической модуляцией может быть осуществлено путем приложения к электрооптическому светозатвору

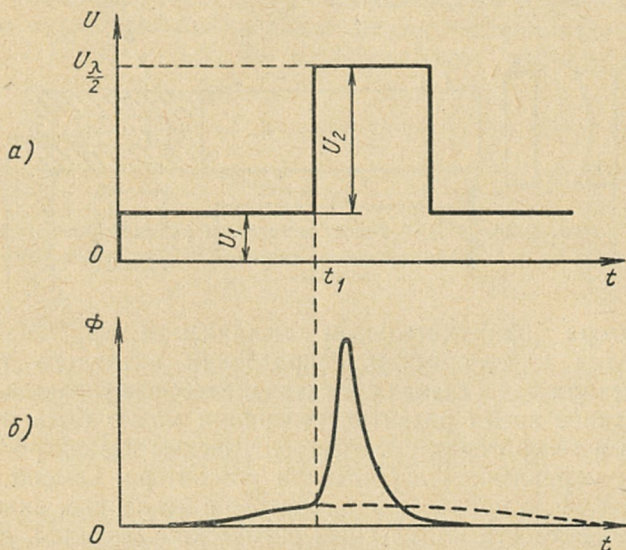


Рис. 2.24. Форма импульса напряжения (а) и светового импульса (б) в генераторе со ступенчатой электрооптической модуляцией добротности.

«ступенчатого» импульса напряжения в момент максимальной инверсной населенности в активном элементе. На рис. 2.24 представлены качественные временные диаграммы электрического импульса напряжения на электрооптическом затворе и импульса лазерного излучения.

Как видно из рисунка, включение добротности производится в два этапа. При амплитудном значении первого прикладываемого к светозатвору импульса напряжения начинается развитие генерации вблизи порога. К концу длительного линейного развития генерации наиболее высокодобротный тип колебаний обладает мощностью, значительно превышающей мощность соседних типов колебаний, и первым переходит в область нелинейного развития. Таким образом, в резонаторе на первом этапе включения

добротности формируется слабый одномодовый импульс излучения. В момент времени, соответствующий максимальному значению этого импульса, на затвор подается напряжение, открывающее его до максимального пропускания, благодаря чему развитие генерации продолжается при минимальных потерях в резонаторе, что приводит к появлению мощного одномодового импульса излучения.

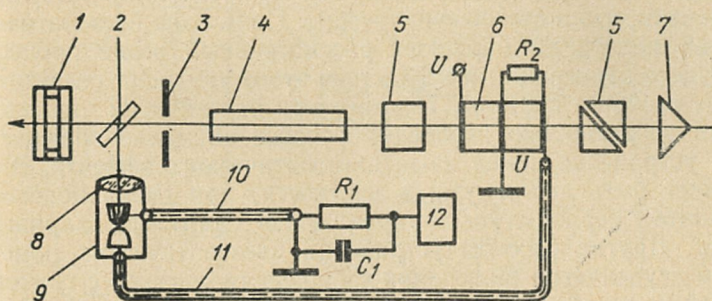


Рис. 2.25. Оптическая схема ОКГ со «ступенчатой» электрооптической модуляцией добротности.

1 — резонансный отражатель; 2 — пластина для отвода излучения; 3 — диафрагма; 4 — активный элемент; 5 — поляризационная призма; 6 — электрооптический кристалл; 7 — призма-крыша; 8 — линза, фокусирующая излучение в разрядный промежуток; 9 — разрядник; 10 — зарядный кабель; 11 — разрядный кабель; 12 — источник питания.

Так как имеет место нестабильность момента появления в конце первой ступени импульса генерации, включение второй ступени напряжения осуществляется с помощью светоискрового разрядника, срабатывающего от импульса излучения, появляющегося в конце первой ступени. Оптическая схема такого генератора представлена на рис. 2.25.

Для генератора со ступенчатой модуляцией добротности в качестве критерия селектирующих свойств системы может быть использовано различие времен развития двух соседних типов колебаний. Очевидно, при различии времен развития двух соседних мод на величину, равную или превышающую половину длительности импульса, вся энергия, запасенная инверсной средой, при включении второй ступени пойдет на развитие только одной из мод. Разность времени развития соседних мод может быть при использовании результатов работы [37] записана в виде

$$\Delta t = t_s \frac{\Delta \gamma}{\alpha_0 \ln i - \gamma}, \quad (2.25)$$

где Δt — величина, равная половине длительности импульса; $\Delta \gamma$ — разность потерь для двух соседних мод; γ — потери для подавляемой моды.

При селекции мод в ОКГ с электрооптической модуляцией добротности необходимо учитывать возможность появления пьезооптических колебаний [119], которые могут возникнуть в электрооптическом кристалле (после подачи на него электрического импульса) через такой же интервал времени, что и световое излучение. Появление пьезооптических колебаний нарушает рассмотренный выше процесс развития генерации и вследствие этого ухудшает селективные свойства системы. Поэтому при ступенчатом управлении добротностью необходимо особое внимание обращать на устранение помех из-за пьезооптического эффекта. Это может быть достигнуто, в частности, при очень пологом фронте у первой ступени управляющего импульса напряжения. Другие способы устранения пьезооптических помех при ступенчатом включении добротности связаны с геометрией и способами закрепления электрооптического элемента светозатвора.

Дальнейшим развитием ступенчатого включения добротности является медленное ее включение и использование внешней положительной обратной связи добротности резонатора с генерируемым в нем излучением [44]. Такой способ управления резонатором исключает возникновение пьезооптических помех. Для селекции продольных типов колебаний в работе [44] применен резонансный отражатель, а селекция поперечных типов колебаний осуществляется с помощью «пьезооптической» диафрагмы, т. е. пространственного распределения пропускания светозатвора, имеющего гауссову форму и получаемого в результате пьезоэлектрического возбуждения одной из гармоник механического резонанса в электрооптическом элементе.

Резонатор показанного на рис. 2.26 ОКГ состоит из зеркала с 98%-ным отражением и резонансного отражателя, состоящего из двух кварцевых пластин 6 (толщиной 14 мм при расстоянии между пластинами 7 мм). Длина резонатора 80 см. В качестве активного элемента 5 использовались рубин или стекло, активированное неодимом, с активной длиной 80 мм и диаметром 8 мм. Для оптической накачки активного тела применялся кварцевый отражатель с лампой ИФП-800. Для модуляции добротности резонатора использовался четвертьволновой затвор, состоящий из кристалла

2 (DKDP Z-среза с размерами $10 \times 10 \times 40 \text{ мм}^3$) и поляризатора Арчарда — Тейлора 3. На торцах кристалла были нанесены поясковые электроды из серебряной пасты для подключения к системе управления затвором. Часть излучения с помощью плоскопараллельной стеклянной

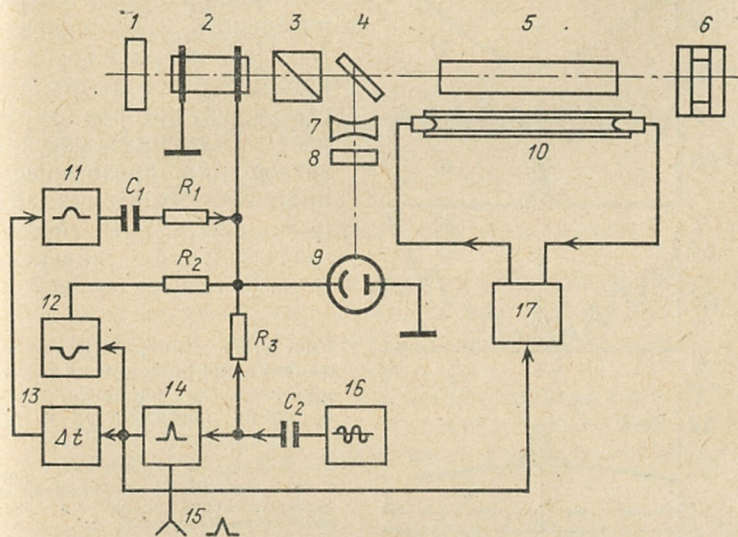
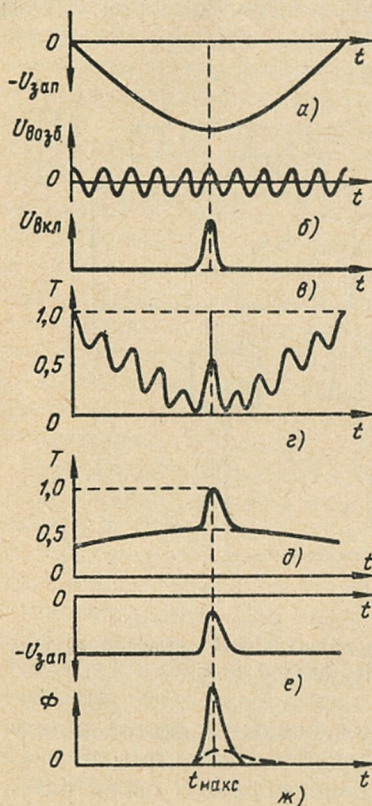


Рис. 2.26. Одночастотный ОКГ с положительной обратной связью и «пьезооптической» диафрагмой.

пластинки 4 направлялась на коаксиальный фотоэлемент 9 (ФЭК-09), катод которого соединялся с электродом кристалла 2. Величина положительной обратной связи регулировалась поворотом пластинки 4, отрицательной линзой 7, нейтральными и цветными светофильтрами 8. На кристалл 2 через конденсатор C_2 и резистор R_3 подавалось синусоидальное напряжение от генератора 16 (ГЗ-7А). От этого же напряжения осуществлялась синхронизация подачи управляющих напряжений на затвор и блок 17, служащий для поджига и накачки импульсной лампы 10. Для этого синусоидальное напряжение в блоке 14 превращалось в последовательность коротких импульсов, из которой путем стробирования выделялся один импульс при подаче запускающего сигнала на вход 15. С помощью импульсов, вырабатываемых блоком 14, можно синхронизо-

вать работу ОКГ с другими системами. С приходом запускающего сигнала происходит поджиг импульсной лампы 17 и одновременно с помощью блока 12 через резистор R_2



осуществляется подача на катод фотоэлемента 9 и электрод кристалла 2 отрицательного напряжения $U_{зап}$ (в виде колокообразного импульса длительностью 1 мс), которое закрывает электрооптический затвор для предотвращения самовозбуждения ОКГ (рис. 2.27, а). В момент максимальной инверсии

Рис. 2.27. Диаграммы управляющих напряжений на электрооптическом элементе, пропускания светозатвора и генерируемого импульса:

а — запирающее напряжение $U_{зап}$; б — напряжение, возбуждающее пьезооптические колебания в электрооптическом элементе $U_{возб}$; в — напряжение, подаваемое синхронно с возбуждаемым для медленного включения добротности $U_{вкл}$; г — пропускание светозатвора; д — пропускание светозатвора вблизи точки $t_{макс}$ в увеличенном масштабе; е — изменение напряжения под действием обратной связи; ж — форма импульса генерации излучения (— при наличии обратной связи, --- без обратной связи).

активной среды на затвор с помощью схемы задержки 13 и блока 11 через конденсатор C_1 и резистор R_1 подается положительный импульс, приоткрывающий электрооптический затвор $U_{откр}$. Длительность импульса, вырабатываемого блоком 11, соответствует периоду синусоидального напряжения от генератора 16 $U_{возб}$ (см. рис. 2.27, б).

Пропускание, получающееся в результате воздействия $U_{зап}$, $U_{откр}$, $U_{возб}$ и напряжения обратной связи, светозатвора, показано на рис. 2.27, г. На рис. 2.27, д показано

пропускание светозатвора в увеличенном масштабе вблизи точки $t_{\text{макс}}$. Резкое изменение величины пропускания вблизи точки $t_{\text{макс}}$ обусловлено электрическим импульсом напряжения в цепи положительной обратной связи (см. рис. 2.27, *е*), возникающим при появлении светового излучения в резонаторе ОКГ. На рис. 2.27, *ж* показан световой импульс, генерируемый в ОКГ.

В работе [44] получены импульсы одномодового излучения с энергией 0,1—0,15 Дж на стекле с неодимом и 0,15—0,2 Дж на рубине при длительности порядка 30 нс и частоте следования 0,5 Гц.

2.6. ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Основы теории. Усиление света при прохождении через инверсную среду теоретически рассмотрено в [46—48]. В соответствии с работой [46] уравнения сохранения плотности фотонов $\Phi(x, t)$ и плотности инверсной населенности $N(x, t) = N_2 - N_1$ в точке x в момент времени t в предположении отсутствия потерь на поглощение и рассеяние в материале ($\rho = 0$) для двухуровневой модели могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial t} + c \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial x} = c \sigma N(x, t) \Phi(x, t), \quad (2.26)$$

$$\frac{dN(x, t)}{dt} = -2c \sigma N(x, t) \Phi(x, t), \quad (2.27)$$

где σ — поперечное поглощение излучения; c — скорость света в вакууме; N_1 и N_2 — плотность активных атомов в основном и возбужденном состояниях. Эти нелинейные уравнения не могут быть проанализированы в общем виде. Для случая прямоугольного импульса длительностью τ_0 решение будет иметь вид [46]

$$\frac{\Phi(x, t)}{\Phi(0)} = [1 - (1 - e^{-\sigma N_1 x}) e^{-2\sigma \Phi(0)c(t - \frac{x}{c})}]^{-1}, \quad (2.28)$$

$\Phi(0) = \Phi(x=0, t=0)$ — плотность фотонов при $x=0$ в начальный момент, предполагаемая постоянной в течение длительности импульса τ_0 . Зависимость усиления светового импульса от пути, пройденного в активной среде, может быть представлена выражением

$$G = \frac{1}{2\sigma \Phi(0) c \tau_0} \ln [1 + (e^{2\sigma \Phi(0) c \tau_0} - 1) e^{\sigma N_1 x}]. \quad (2.29)$$

Основным недостатком теоретического рассмотрения, приведенного в работах [46—48], является пренебрежение потерями, существующими в любом оптическом материале из-за поглощения и рассеяния на неоднородностях. Можно учесть влияние потерь, записав уравнение (2.28) в виде [49]

$$\frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial t} + c \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial x} = c(\sigma N - \rho) \Phi(x, t), \quad (2.30)$$

где ρ — коэффициент неактивных потерь в материале. Для анализа уравнений (2.27) и (2.30) удобно ввести выражение для полного числа фотонов в импульсе в момент τ , прошедших через единичное сечение усилителя с координатой в точке x к моменту τ

$$F(x) = \int_0^{\tau} c \Phi(x, t) dt. \quad (2.31)$$

Тогда подстановка равенства (2.27) в (2.30) с учетом (2.31) дает

$$\frac{dF(x)}{dx} = -\frac{1}{2} [N(x, t) - N_i] - \rho F(x), \quad (2.32)$$

где $N_i = N(x, t=0)$ — инверсная населенность к моменту начала усиления. Инверсная населенность $N(x, t)$ может быть выражена через N_i и $F(x)$ путем интегрирования (2.32) с учетом (2.27):

$$N(x, t) = N_i e^{-2\sigma F(x)}. \quad (2.33)$$

Подставляя (2.33) в (2.32), можно получить следующее дифференциальное уравнение

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{N_i}{2} [1 - e^{-2\sigma F(x)}] - \rho F(x). \quad (2.34)$$

Это нелинейное дифференциальное уравнение в общем виде может быть решено только численным методом [50]. Однако при некоторых предельных предположениях могут быть получены практически важные зависимости. Так, при малых плотностях излучения можно считать приближенно $e^{-2\sigma F(x)} = 1 - 2\sigma F(x)$. В этом случае решение уравнения (2.34) будет иметь вид

$$F(x) = F_0 e^{(\sigma N_i - \rho)x}, \quad (2.35)$$

где F_0 — число фотонов в импульсе до усиления.

Из равенства (2.35) видно, что малые импульсы усиливаются экспоненциально по мере прохождения через усиливающую среду (режим линейного усиления).

При больших значениях $F(x)$ можно считать приближенно $e^{-2\sigma F(x)} \rightarrow 0$, благодаря чему уравнение (2.34) приводится к виду

$$\frac{dF(x)}{dx} + \rho F(x) - \frac{N_i}{2} = 0. \quad (2.36)$$

Интегрирование уравнения (2.36) дает зависимость:

$$F(x) = \frac{N_i}{2\rho} - \frac{N_i}{2\rho} e^{-\rho x} + F_0 e^{-\rho x}. \quad (2.37)$$

При увеличении x число фотонов в импульсе стремится к величине $N_i/2\rho$ — максимальному значению, определяющему уровень насыщения числа фотонов в импульсе.

Все приведенные рассуждения справедливы также и для четырехуровневой схемы переходов в активном теле, только в этом случае множитель 2 в правой части уравнения (2.27) надо заменить на 1. Соответствующую замену необходимо сделать и во всех последующих выражениях. Как видно из выражения (2.37), максимально возможная плотность энергии определяется величиной потерь ρ и инверсной населенностью N_i . Так, для рубина, в котором инверсной средой запасена энергия $2,5 \text{ Дж/см}^3$, при величине потерь $\rho = 0,02 \text{ см}^{-1}$ максимальная плотность энергии усиленного импульса равна $62,5 \text{ Дж/см}^2$. Для стекла же с примесью неодима, в случае инверсной среды с энергией 1 Дж/см^3 , при $\rho = 0,003 \text{ см}^{-1}$ максимальная плотность энергии равна 333 Дж/см^2 .

Теоретический анализ в приближении уравнений баланса может быть также проведен для световых импульсов с цилиндрическим или сферическим фронтом волны излучения. В этих случаях плотность энергии усиливаемого импульса излучения в результате двух конкурирующих процессов — увеличения поперечного сечения луча и усиления — имеет более сплошную зависимость от расстояния, проходимого в инверсной среде. Так, в зависимости от начальных условий плотность энергии излучения прежде чем достигнуть своего максимального значения, связанного с насыщением, может по мере распространения в инверсной среде сначала пройти через некоторое минимальное значение.

Получение инверсной среды для усиления света. Основным условием, необходимым для усиления светового излучения, является получение и поддержание в активной среде высокой инверсной населенности. Однако вопрос практического создания инверсной среды с большими коэффициентами усиления связан с рядом серьезных трудностей из-за неустойчивости возбужденной активной среды.

Одним из паразитных процессов, снижающих инверсию в накачиваемой активной среде, является усиленное спонтанное излучение (суперлюминесценция). Суперлюминесценция имеет место в любом активном теле с инверсной населенностью, но как вредный процесс, препятствующий получению высокой инверсии и приводящий к возникновению сильного фона, она существенно проявляется при больших коэффициентах усиления (10^3 — 10^4). В этом случае наблюдается резкое повышение интенсивности и направленности, а также изменение формы импульса люминесценции, как для рубиновых [53], так и для неодимовых [54] активных сред. В работе [53] были получены независимые от длительности накачки импульсы суперлюминесценции с энергией порядка 100 Дж и длительностью около 100 мкс.

Помимо импульсов суперлюминесценции в активной среде с большим коэффициентом усиления может развиваться также «гигантский» импульс суперлюминесценции [55], когда фотоны за один проход усиливаются настолько, что высвечивается большая часть активных частиц. Условие получения «гигантских» импульсов суперлюминесценции может быть записано в виде [55]

$$k \frac{t_0}{t_{\text{возб}}} \frac{N_2}{N_i} \frac{\Omega_{\text{эфф}}}{2\pi} > 1, \quad (2.38)$$

где $t_{\text{возб}}$ — время жизни частиц на возбужденном уровне; t_0 — время прохождения фотоном активной среды; N_i и N_2 — начальная инверсная населенность и заселенность верхнего рабочего уровня соответственно; $\Omega_{\text{эфф}}$ — эффективный телесный угол люминесценции, определяемый геометрией среды. На пороге выполнения условия (2.38) будет излучаться импульс длительностью порядка нескольких t_0 , а с превышением порога длительность импульса суперлюминесценции стремится к t_0 . В работе [55] такие импульсы длительностью около 10 нс с энергией порядка 4 Дж получены при увеличении коэффициента усиления активной среды от 10^4 до 10^8 посредством включения элек-

трооптического затвора, находящегося между одним из торцов активной среды и отражающим зеркалом. Время прохода фотоном активной среды в этих экспериментах равнялось приблизительно 16 нс. Появление импульса запаздывало по отношению к моменту включения светозатвора на $25 \div 30$ нс. Таким образом, полученные в работе гигантские импульсы суперлюминесценции высвечивались примерно за два-три прохода активной среды. Гигантские импульсы суперлюминесценции с энергией до 70 Дж и длительностью около 70 нс наблюдались также в работе [56].

При достаточно высоком усилении суперлюминесцентное излучение может сопровождаться паразитной генерацией, возникающей за счет обратной связи, вызванной рассеянием излучения в самой активной среде. Источником такой обратной связи может быть также матированная боковая поверхность стержней [57]. Этот эффект может быть уменьшен при использовании активных тел, окруженных иммерсионной оболочкой с сильным поглощением в области излучения (для лазера на стекле с неодимом на длине волны 1,06 мкм). Для устранения влияния суперлюминесценции и паразитной генерации активная среда, предназначенная для получения больших коэффициентов усиления, должна быть выполнена в виде ряда оптически развязанных последовательных каскадов.

Простейшим видом оптической развязки усилительных каскадов является удаление их на возможно большие расстояния один от другого, благодаря чему уменьшается телесный угол, в котором могут развиваться паразитные излучения. Однако этот способ оптической развязки имеет сравнительно невысокую эффективность и требует создания установок с большими геометрическими размерами. Другим, более эффективным способом оптической изоляции усилительных каскадов, является использование различных типов светозатворов (фототропных, электрооптических, электро-взрываемых пленок). При развязке усилительных каскадов фототропными светозатворами они совместно с активными телами представляют собой двухкомпонентную усиливающую и поглощающую среду, обладающую резко выраженными пороговыми свойствами относительно интенсивности поступающих в нее световых импульсов. Электрооптические светозатворы при развязке усилительных каскадов удобны тем, что могут открываться только на время прохождения импульсов. В этом случае, однако, к остаточному пропу-

сканию электрооптических светозатворов в закрытом состоянии предъявляются более высокие требования, чем при использовании их в ОКГ. Электровзрываемые пленки исключают остаточное пропускание в закрытом состоянии, но, поскольку после открывания они не могут быть снова закрыты, допускают возможность появления импульсов суперлюминесценции и паразитной генерации после прохождения усиливаемых импульсов. Все рассмотренные типы светозатворов допускают двустороннее пропускание в открытом состоянии. При больших же выходных значениях энергии усиливаемого импульса, отраженная обратная волна излучения может вывести из строя входные каскады усилительной системы. Кроме того, при большом коэффициенте усиления системы, в момент открывания светозатворов может развиваться «гигантский» импульс суперлюминесценции. Для обеспечения одностороннего пропускания усиливающей системы применяются оптические развязки, основанные на эффекте Фарадея.

Таким образом, получение активной среды с большим усилением сводится к получению высокого уровня инверсной населенности в оптически развязанных усилительных каскадах, в которых влияние суперлюминесценции и паразитной генерации из-за рассеяния в среде существенно не сказывается на величине инверсной населенности. Несмотря на относительно небольшие коэффициенты усиления, в усилительных каскадах используются активные тела, геометрические размеры и формы которых могут существенно отличаться от используемых в оптических квантовых генераторах. Особенно это относится к выходным усилительным каскадам, отличающимся большим поперечным сечением и длиной, поэтому в них может ощутимо проявляться ряд паразитных процессов, протекающих одновременно с оптической накачкой и приводящих к обеднению инверсии. Так, снижению инверсной населенности может способствовать паразитная генерация на «шепчущих» модах, запертых внутри стержня [58]. Для предотвращения паразитной генерации на «шепчущих» модах применяется матирование поверхности [59], нанесение на боковую поверхность активных тел кольцевых и продольных лысок [60], прорези в сочетании с матированием [59], помещение активного тела в имерсионную среду [59]. Другой причиной снижения инверсной населенности является усиление излучения накачки в спектральном интервале, совпадаю-

щем со спектром люминесценции активной среды. Для предотвращения этого применяются защитные экраны, которые поглощают излучение накачки на длине волны, совпадающей со спектром люминесценции активного тела. Для защиты активных тел из стекла с неодимом могут быть использованы, например, стеклянный экран с примесью самария [59] или раствор нитрата самария в глицерине [59].

Еще одной серьезной причиной, ограничивающей рост инверсной населенности при оптической накачке, является паразитная генерация, возникающая в результате френелевского отражения на торцах активного тела. В принципе этот эффект может быть легко устранен путем нанесения на торцы просветляющих покрытий. Однако просветляющие покрытия не обладают достаточно высоким порогом разрушения, поэтому для предотвращения паразитной генерации применяются активные тела с одним или двумя торцами, скошенными на небольшой угол^е (обычно достаточно 1,5—3°). Для избежания неудобств при юстировке из-за наличия оптического клина, такие скошенные торцы могут быть сделаны параллельными. Недостатком этого способа являются потери усиливаемого излучения из-за френелевского отражения на скошенных торцах. При усилении поляризованного света можно применять активные тела с торцами, скошенными под углом Брюстера к направлению излучения. Однако это может быть эффективным только при отсутствии существенных термических искажений, возникающих в результате оптической накачки. При наличии термических искажений в активном теле возникает двулучепреломление. Наличие двулучепреломления в свою очередь приводит к искажению поляризационной структуры излучения, что при последующих отражениях на торцах, скошенных под углом Брюстера, вызывает дополнительные потери и нарушение начального распределения интенсивности усиливаемого излучения в плоскости, перпендикулярной направлению света.

Однонаправленный усилитель бегущей волны состоит из оптически развязанных усилительных каскадов, через которые усиливаемое излучение проходит в одном направлении [61]. В усилителях бегущей волны имеет место пренебрежимо малое использование инверсной среды на участке линейного усиления, а выходная энергия ограничивается из-за насыщения усиления или разрушения активного материала. В связи с этим первые каскады выгодно делать

с малыми поперечными сечениями, чтобы не расходовать напрасно энергию оптической накачки на создание инверсной населенности в больших объемах активной среды. При переходе же в область нелинейного усиления, при приближении к максимально допустимой (для используемого активного тела) плотности энергии излучения, световой диаметр луча должен быть увеличен, благодаря чему

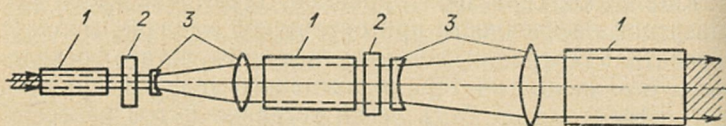


Рис. 2.28. Усилитель бегущей волны:

1 — активное тело; 2 — светозатвор; 3 — телескоп для расширения сечения луча.

повышается (пропорционально увеличению сечения активного тела) величина максимально допустимой энергии. Такая операция может повторяться вплоть до ограничений, возникающих в связи с трудностями оптической накачки активных тел с большим поперечным сечением (рис. 2.28). Экспериментальные и теоретические исследования процессов усиления импульсов света в усилителях бегущей волны были проведены в работах [62—70]. В работах [62—64, 66, 69], в частности, был обнаружен эффект движения в среде максимума импульса со сверхсветовой скоростью при распространении мощного импульса света в нелинейной среде, и предложен метод повышения мощности излучения за счет сокращения длительности при формировании переднего фронта с помощью светозатворов.

В работах [64—66] описаны усилители с большим усилением, состоящие из нескольких разделенных затворами усилительных каскадов, сечения которых согласуются либо за счет естественного расхождения лучей, либо телескопами. Торцы активных тел были либо просветлены, либо скошены под углом Брюстера. С помощью таких усилительных систем были получены импульсы длительностью в несколько наносекунд с энергией до 500 Дж и импульсы длительностью в несколько пикосекунд с энергией в несколько десятков джоулей.

Получение энергии большей, чем в рассмотренных выше случаях, может быть достигнуто либо путем параллельного включения нескольких усилителей [71], либо с помощью

усилительных каскадов с большим поперечным сечением. Возможность создания активной среды с большим поперечным сечением связана с преодолением трудностей, обусловленных необходимостью равномерной прокачки активного тела. Расширение поперечного сечения круглых активных тел может быть достигнуто при применении стекол с уменьшенной концентрацией примеси неодима. Другим вариантом усилительных каскадов с большим поперечным сечением являются [72] диски, расположенные под углом к усиливаемому излучению. В случае, когда диски окружены жидкой

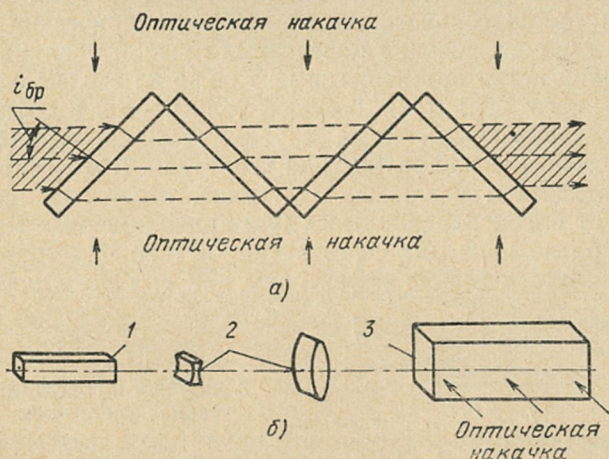


Рис. 2.29. Выходные усилительные каскады с плоскими активными элементами:

а — зигзагообразное расположение плоских (квадратных или круглых) пластин; *б* — согласование усилительных каскадов с прямоугольным сечением активных элементов. 1 — активное тело предусилителя; 2 — цилиндрический телескоп для расширения луча; 3 — активное тело выходного усилительного каскада с боковой накачкой.

средой, угол их наклона может быть произвольным. В воздухе, для уменьшения потерь при отражении на торцах, диски выгоднее располагать под углом Брюстера к усиливаемому излучению. Расположение дисков может быть либо параллельным, либо зигзагообразным. Оптическая накачка таких дисков может быть осуществлена сбоку, как показано на рис. 2.29, *а*. Недостатками такого способа является сложность конструкции и большие габариты усилительных каскадов. В работе [72] сообщается об усилителе с активным

каскадом, импульсы на выходе которого могут достигать 80 Дж. Расширение поперечного сечения усиливаемого излучения может быть осуществлено в некоторых случаях с помощью цилиндрических телескопов. Для этого активное тело должно иметь прямоугольное сечение, размер которого допускает равномерную оптическую накачку сбоку (рис. 2.29, б) Усиление активных сред и увеличение телескопов в подобных каскадах должны выбираться такими, чтобы величина энергии, приходящейся на единицу площади выходного торца активной среды, не превышала порог разрушения материала. Усилительные каскады с активными телами прямоугольного сечения и цилиндрические телескопы для согласования поперечных сечений усиливаемого излучения могут применяться не только на выходе однопроводного усилителя бегущей волны, но и в сочетании с рассматриваемыми ниже другими типами усилителей.

Многопроходный оптический усилитель. В многопроходном оптическом усилителе излучение, отражаясь попеременно от плоскопараллельных или криволинейных зеркал, многократно проходит через активное тело. Многопроходные усилители весьма эффективны как при линейном, так

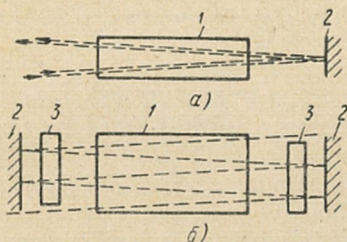


Рис. 2.30. Многопроходные оптические усилители:

а — двухпроходный усилитель; б — многопроходный усилитель с импульсным включением усиления. 1 — активное тело; 2 — 100%-ное отражающее зеркало; 3 — светозатворы.

и при нелинейном усилении импульсов. Для линейного усиления малых импульсов применяются многопроходные усилители с плоскопараллельными зеркалами. Действительно, в режиме линейного усиления начальная инверсная населенность практически не меняется при прохождении импульса, что делает вполне естественным многократное использование одной и той же инверсной среды [74, 75]. Для этого в реальных устройствах свет, прошедший через активное тело, отражается в обратном направлении, как указано на рис. 2.30. Число проходов светового излучения через активное тело может быть достаточно большим, если принять меры, ограничивающие возникновение суперлюминес-

ценции. Для этой цели между отражателями и активным телом должны быть помещены светозатворы (рис. 2.30, б). Необходимость применения светозатворов существенно усложняет конструкции многопроходных усилителей. Для сравнительно небольших величин усиления можно применять усилители без оптической развязки с малым числом проходов (двухпроходные, трехпроходные).

Многопроходные усилители с плоскопараллельными зеркалами выгодно применять для усиления лучей с малым световым диаметром, например при усилении одномодового излучения. Существенным недостатком таких усилителей является неполное использование инверсной среды из-за несовпадения траекторий светового луча при прямых и обратных проходах. Кроме того,

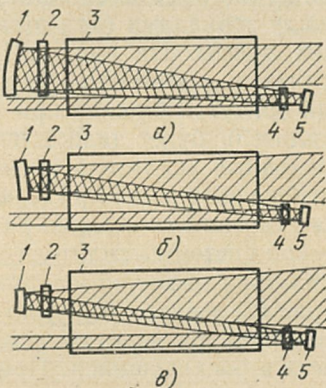


Рис. 2.31. Трехпроходные усилители с криволинейными цилиндрическими зеркалами:

а — с телескопическим расположением выпукло-вогнутых зеркал; б — с выпукло-выпуклыми зеркалами; в — с плоско-выпуклыми зеркалами. 1, 5 — зеркала; 2, 4 — светозатворы; 3 — активное тело.

создание многопроходных усилителей с большим числом проходов связано с трудностями, вызванными необходимостью управлять пропусканием света одновременно в нескольких местах (после отражения света от зеркал). Поэтому для получения больших коэффициентов усиления вместо многопроходных усилителей с плоскопараллельными зеркалами целесообразнее применять усилители с управляемым резонатором, рассматриваемые ниже.

Для нелинейного усиления световых импульсов, имеющих плотность энергии, близкую к насыщению усиления активной среды или порогу разрушения материала, применяются многопроходные усилители с криволинейными зеркалами, позволяющие расширять поперечное сечение усиляемого излучения. Как и в однонаправленных усилителях бегущей волны, в многопроходных усилителях с большим поперечным сечением важнейшей проблемой является оптическая накачка активного тела. В многопроходных усилите-

лях со сферическими зеркалами в качестве активного тела также могут быть использованы цилиндрические стержни с малой концентрацией активной примеси или пластины, расположенные под углом к усиливаемому излучению. В некоторых случаях представляют интерес многопроходные усилители с цилиндрическими зеркалами. Активные тела в таких усилителях должны иметь прямоугольное поперечное сечение, позволяющее осуществлять оптическую накачку сбоку. Важнейшей особенностью многопроходных усилителей с цилиндрическими зеркалами является увеличение поперечного сечения луча при повторных прохождении между зеркалами (при этом имеет место таутохронизм для всех лучей). На рис. 2.31, а представлен трехпроходный усилитель с выпукло-вогнутыми зеркалами. Если выпуклое или вогнутое зеркало при этом софокусны, трехпроходный усилитель будет телескопическим. Телескопический трехпроходный усилитель уменьшает угол расхождения усиливаемого излучения при одновременном увеличении поперечного сечения во столько раз, каково увеличение телескопической системы усилителя. Другим типом многопроходного усилителя является усилитель с выпукло-выпуклой конфигурацией зеркал. Выпукло-выпуклая конфигурация зеркал позволяет развернуть усиливаемый параллельный пучок света в расходящийся. При выпукло-выпуклой конфигурации цилиндрических зеркал трехпроходного усилителя параллельный пучок после первого отражения становится расходящимся, причем угол расхождения изменяется и после второго отражения (рис. 2.31, б). В зависимости от соотношения радиусов выпуклых зеркал угол расхождения луча при последующих отражениях может уменьшаться или увеличиваться (рис. 2.31, в). В таком усилителе плотность энергии усиливаемого излучения изменяется в зависимости от соотношения между усилением активной среды и увеличением системы выпукло-выпуклых зеркал. На выходе активного тела расходящееся излучение может быть в обоих случаях сделано параллельным с помощью цилиндрической линзы (на рис. 2.31, б и в не показана), которая совместно с выпуклым зеркалом представляет собой зеркально-линзовую телескопическую систему. Подобные усилители не требуют столь больших отражающих поверхностей, как телескопические. Кроме того, у усилителей с выпукло-выпуклыми зеркалами есть еще одна особенность, а именно увеличение порога самофокусировки в активной

среде из-за углового расхождения усиливаемого излучения. Во всех многопроходных усилителях с криволинейными зеркалами для получения максимально возможной инверсной населенности активной среды отражающие зеркала должны быть оптически развязаны от активного тела, для чего (из-за больших световых диаметров усиливаемого излучения) наиболее пригодны фототропные или электровзрываемые пленочные светозатворы.

Регенеративный оптический квантовый усилитель. В регенеративном оптическом квантовом усилителе осуществляется режим усиления с положительной обратной

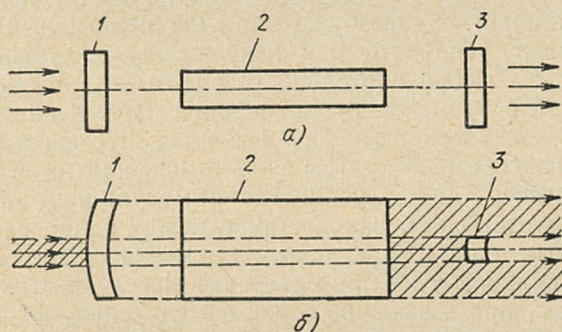


Рис. 2.32. Регенеративные оптические усилители:

а — регенеративный усилитель с плоскопараллельным резонатором; 1, 3 — полупрозрачное зеркало; 2 — активное тело; б — регенеративный усилитель с телескопическим резонатором. 1 — полупрозрачное вогнутое зеркало; 2 — активное тело; 3 — 100%-ное отражающее выпуклое зеркало.

связью [76, 77]. Оптическая схема регенеративного усилителя [76] состоит из двух полупрозрачных зеркал с коэффициентами пропускания r_1 и r_2 , между которыми находится активное тело. Усиливаемое излучение, поступающее через зеркало r_1 , после многократной регенерации в активном теле в результате отражения на зеркалах r_1 , r_2 выходит через полупрозрачное зеркало (рис. 2.32, а). Возможно регенеративное усиление и при использовании других типов резонаторов как устойчивых, так и неустойчивых.

На рис. 2.32, б показана оптическая схема регенеративного усилителя с телескопическим резонатором [78], в котором усиление одновременно сопровождается увеличением поперечного сечения усиливаемого света, благодаря чему в процессе усиления принимает участие большой объем

инверсной среды. Регенеративные усилители значительно больше общего имеют с ОКГ, чем с однопроходными и многопроходными усилителями, от которых они принципиально отличаются прежде всего наличием резонатора. С этим связана избирательность регенеративных усилителей к спектральному составу усиливаемого излучения. Могут иметься и другие отличия. Так, например, в регенеративном усилителе с телескопическим резонатором в поперечном сечении имеются зоны с разным усилением и различной длиной пути, проходимой усиливаемым излучением. Независимо от типа резонаторов усиление светового излучения возможно при величине инверсной населенности, не превышающей порог самовозбуждения. Регенеративный усилитель может усиливать как непрерывное излучение, так и импульсы любой длительности вплоть до длительности, сравнимой с временем прохождения светом двойного расстояния между зеркалами. При меньших длительностях появляются повторные импульсы из-за отражений на зеркалах.

В регенеративном усилителе с модуляцией обратной связи светозатвором, находящимся между одним из зеркал и активным телом и включаемым в момент начала усиления, можно усиливать свет при инверсных населенностях активной среды, превышающих порог возбуждения, но это возможно только в течение времени, значительно меньшего, чем процесс развития самогенерации. Возможность использования таких регенеративных усилителей для усиления импульсов ОКГ рассмотрена в работах [79, 80]. Так, в работе [80] регенеративным усилителем усиливалось одночастотное излучение с шириной линии $0,005 \text{ см}^{-1}$. Расстояние между продольными модами задающего генератора и регенеративного усилителя равнялось $0,008 \text{ см}^{-1}$ при нестабильности $0,025 \text{ см}^{-1}$. Входной сигнал с интенсивностью 10^{-2} Вт/см^2 усиливался до 10^8 Вт/см^2 при этом диаграмма направленности ухудшалась с $2 \cdot 10^{-4}$ до $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Регенеративные усилители перспективны, по-видимому, для усиления слабого непрерывного излучения или импульсов большой длительности, где с их помощью можно получить значительную величину усиления.

Усилитель с управляемым резонатором. (Многопроходный резонаторный усилитель). Эффективным способом усиления слабых световых сигналов с длительностью, меньшей, чем время двойного прохождения фотона в резонаторе, является усилитель с управляемым резонатором [81],

который, в сущности, представляет собой оптический квантовый генератор с зеркалами, способными изменять коэффициенты пропускания и отражения скачком в пределах от 0 до 1 [37] до и после процесса генерации. В течение времени, пока усиливаемый импульс вводится в усилитель, входное зеркало «открыто», а выходное «закрыто». Когда усиливаемый импульс оказывается в резонаторе усилителя, входное зеркало «закрывается», и внутри резонатора со 100%-ными зеркалами начинается усиление светового излучения, причем процесс усиления, по существу, представляет собой генерацию излучения от уровня, определяемого энергией усиливаемого импульса. При достижении нужной величины интенсивности усиливаемого излучения выходное зеркало «открывается» и световое излучение выпускается из резонатора. Энергетический баланс в резонаторе в каждый момент времени может быть согласно [37] для двухуровневой системы (при длительности усиливаемых импульсов большей времени прохождения светом двойной длины резонатора) записан в виде

$$E = E_0 + \frac{h\nu}{2} V \left[(N_i - N) + N_0 n_p \ln \frac{N}{N_i} \right], \quad (2.39)$$

где E_0 , E — энергии усиливаемого и усиленного излучений соответственно; N_i , N — плотность инверсии в начале и конце усиления; N_0 — плотность активных центров; V — объем активного тела; n_p — пиковая инверсная населенность, равная $\gamma/\alpha_0 l_a$ (γ — потери в резонаторе; l_a — длина активного тела; α_0 — коэффициент поглощения активной среды в центре линии люминесценции).

Часть энергии, запасенной в активной среде, теряется из-за потерь на рассеяние и поглощение в элементах резонатора. Эта часть энергии ($E_{\text{пот}}$) равна:

$$E_{\text{пот}} = N_0 V h\nu \frac{n_p}{2} \ln \frac{N}{N_i}. \quad (2.40)$$

При выведении усиленного излучения в момент достижения в резонаторе максимальной энергии длительность импульса равняется $2L/c$, а энергия $E = 1/2 (n_i - n_p) \times \times V N_0 h\nu$. В случае, когда длительность усиливаемых импульсов меньше времени прохождения светом двойной длины резонатора, для анализа процесса усиления может быть использовано уравнение (2.34) с условиями непрерывности числа фотонов в импульсе при отражениях на зерка-

лах. Для анализа изменения формы импульса при усилении вместо полного числа фотонов (2.31) следует использовать с целью преобразования уравнения (2.30) выражение

$$f(x) = \int_0^t e \Phi(x, t) dt \quad (\text{число фотонов, прошедших через сечение в точке } x \text{ к моменту } t).$$

При этом квазилинейное дифференциальное уравнение в частных производных сводится к системе уравнений, решая которые численным методом,

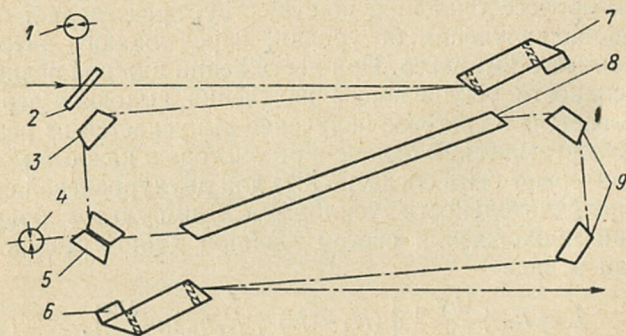


Рис. 2.33. Усилитель с управляемым резонатором:

1, 4 — светодиодные разрядники; 2 — светоделительная пластина; 3, 9 — 90°-ные поворотные призмы с входными гранями под углом Брюстера к выходному излучению; 5 — две 90°-ные поворотные призмы с воздушным промежутком, обеспечивающим частичное пропускание из-за нарушения полного внутреннего отражения; 6, 7 — электрооптические отражатели с призмобразной крышкой сбоку; 8 — активное тело.

можно рассчитать форму импульса на различных этапах усиления. Энергия усиливаемых в усилителе с управляемым резонатором импульсов не должна превышать порога разрушения материала. Это обстоятельство следует учитывать при выборе размеров активного тела и параметров резонатора. Для практического осуществления управляемого резонатора могут быть использованы различные электрооптические устройства, переключаемые светодиодами. Особенно перспективны для этих целей электрооптические отражатели, с помощью которых могут быть осуществлены самые различные оптические схемы усилителей с управляемым резонатором.

На рис. 2.33 показана оптическая схема усилителя, состоящая из двух электрооптических отражателей (с брестеровским входом и призмобразной крышкой сбоку), между которыми находятся активное тело и поворотные призмы с вход-

ными гранями, расположенными под углом Брюстера к усиливаемому излучению. Перед входом в усилитель часть усиливаемого излучения ответвляется на светоисковой разрядник, электрическим сигналом которого переключается электрооптический отражатель после того, как световое излучение пройдет внутрь резонатора.

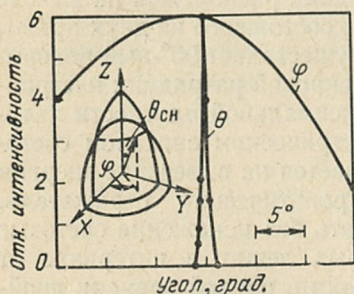
Другой светоисковой разрядник расположен на выходе полупропускающего устройства, состоящего из двух призм, одна из которых, кроме того, осуществляет 90° -ный поворот излучения в резонаторе. Светоисковой разрядник настраивается на срабатывание при максимальной плотности излучения внутри резонатора. Электрическим сигналом светоискового разрядника переключается на выведение энергии из резонатора второй электрооптический отражатель. Такой усилитель может усиливать без искажения световые импульсы, длительность которых лежит в интервале от единиц пикосекунд до длительности, равной времени двойного пролета кванта через резонатор.

2.7. ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Преобразование лазерного излучения в излучение удвоенной частоты основано на нелинейном взаимодействии излучения с кристаллами. Особенность нелинейной реакции диэлектрической среды при взаимодействии с излучением состоит в том, что распространяющаяся в среде волна поляризации, индуцированная электрическим полем светового излучения, при достаточно большой напряженности электрического поля будет заметно искажаться. Более того, возможно накопление этого искажения в процессе распространения волны поляризации в среде, что может быть интерпретировано как прогрессивное обогащение спектра поляризации гармоническими составляющими. Теория этого явления рассмотрена в ряде монографий и обзоров [82, 83].

В настоящее время известно несколько разновидностей кристаллов, пригодных для генерации гармоник; к числу наиболее эффективных следует отнести кристаллы, принадлежащие к кристаллографическому классу $\bar{4}2m$ (KDP, ADP, DKDP и др.), сегнетоэлектрические перовскиты (LiNbO_3 , LiTaO_3 и др.), кристаллы со структурой вольфраматовых бронз ($\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ и др.), гексагонально-пирамидальные кристаллы (LiIO_3 и др.), а также ряд кристаллов

других классов, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. Однако уровень современной технологии пока не позволяет выращивать большие образцы с хорошими оптико-механическими характеристиками для большинства перечисленных кристаллов. Наиболее пригодным для практического использования при создании мощных генераторов



гармоник является кристалл KDP, хотя он и не обладает наибольшей эффективностью преобразования.

Рис. 2.34. Интенсивность второй гармоники рубинового излучения в зависимости от ориентации кристалла KDP.

Нелинейный элемент для генерации второй гармоники (ГВГ) представляет собой кристалл, вырезанный вдоль направления фазового согласования, называемого также направлением синхронизма, при котором происходит эффективное преобразование излучения во вторую гармонику на всем протяжении распространения света в кристалле. С направлением синхронизма связаны направления поляризации взаимодействующих волн основной частоты и поляризации второй гармоники. Условием фазового согласования при взаимодействии типа $00 \rightarrow e$ (обыкновенная волна основной частоты преобразуется в необыкновенную волну гармоники) является равенство показателей преломления для основной волны и волны второй гармоники $n_0(\omega) = n_e(2\omega)$ [85]. Угол синхронизма $\theta_{сн}$ (рис. 2.34) может быть рассчитан по формуле

$$\cos^2 \theta_{сн} = \frac{1 - n_e^2(\omega)/n_0^2(2\omega)}{1 - n_e^2(\omega)/n_0^2(\omega)}, \quad (2.41)$$

где $n_0(\omega)$, $n_0(2\omega)$ и $n_e(\omega)$, $n_e(2\omega)$ — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной составляющих излучения для основной частоты и второй гармоники соответственно.

В кристалле KDP для рубинового излучения $\theta_{сн} = 50^\circ 49'$, для неодимового $\theta_{сн} = 41^\circ 31'$ [86]. Из представ-

ленной на рис. 2.34 зависимости выходной мощности излучения второй гармоники от углов $\theta_{\text{сн}}$ и φ видно, что максимальный выход второй гармоники имеет место при $\varphi = 45^\circ$. Взаимодействие $00 \rightarrow e$ является эффективным способом ГВГ плоскополяризованного излучения, причем плоскость поляризации излучения второй гармоники перпендикулярна плоскости поляризации основного излучения.

Другим типом взаимодействия излучения со средой является $0e \rightarrow e$ взаимодействие [88, 89], для которого условие фазового согласования может быть записано в виде

$$\frac{n_0(\omega) - n_e(\omega)}{2} \geq n_e(2\omega) - n_e(\omega). \quad (2.42)$$

Угол $\theta_{\text{сн}}$ в этом случае может быть рассчитан по формуле [88]

$$\begin{aligned} \cos^2 \theta_{\text{сн}} = \\ = \frac{2 [2n_e(2\omega) - n_0(\omega) - n_e(\omega)]}{[n_e(\omega) [1 - n_e^2(\omega)/n_0^2(\omega)] - 2n_e^2(\omega) [1 - n_e^2(\omega)/n_0^2(2\omega)]}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Для KDP максимальный выход излучения имеет место при $\varphi = 0$. Следует отметить, что условие (2.43) для коротких длин волн, в частности для рубинового излучения, не выполняется. $\theta_{\text{сн}}$ для неодимового излучения равен приблизительно 59° [88]. Особенностью $0e \rightarrow e$ взаимодействия является способность преобразования во вторую гармонику неполяризованного излучения. Если первичное излучение плоскополяризовано, то его плоскость поляризации должна быть определенным образом ориентирована относительно кристаллографических осей кристалла KDP и генерация второй гармоники получается в результате взаимодействия обыкновенной и необыкновенной компонент излучения. Плоскость поляризации второй гармоники в этом случае составляет угол 45° с плоскостью поляризации основного излучения.

К. п. д. удвоения частоты для KDP при $00 \rightarrow e$ и $0e \rightarrow e$ взаимодействиях исследованы в работах [90—92]. Зависимость к. п. д. удвоения частоты от мощности первичного излучения представлена на рис. 2.35. Как видно из рисунка, зависимость к.п.д. удвоения от мощности основного излучения P_0 имеет линейный характер только при небольших к. п. д. порядка 10—15%, при дальнейшем его увеличении к. п. д. приблизительно пропорционален P_0 и далее стремится к некоторому предельному значению.

Плотность мощности излучения может быть увеличена путем фокусировки излучения в нелинейном кристалле. Однако фокусировка сферическими линзами приводит к увеличению расходимости пучка и, таким образом, к отклонению направления распространения излучения от направления

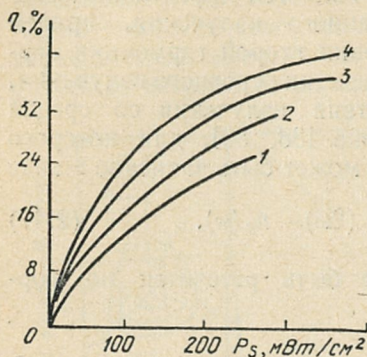


Рис. 2.35. Зависимость к. п. д. удвоения частоты от средней по длине кристалла плотности излучения основной частоты при различных длинах кристалла l :

1) 15 мм; 2) 25 мм; 3) 40 мм; 4) 50 мм.

синхронизма, с чем связано ограничение роста к. п. д. при увеличении мощности величиной 20% [87].

Эффективность преобразования лазерного излучения в излучение удвоенной частоты с помощью кристаллов КДР может быть увеличена с помощью некоторых оптических схем, рассматриваемых ниже.

Применение цилиндрической оптики при получении второй гармоники излучения. Как видно из рис. 2.34, интенсивность преобразования излучения сильно зависит от направления распространения пучка в плоскости угла синхронизма и не критична к расходимости пучка в перпендикулярной ей плоскости. Фокусировка излучения цилиндрической линзой позволяет увеличить плотность излучения на кристалле практически без увеличения расходимости пучка в плоскости синхронизма [93]. Кроме того, применение цилиндрической фокусировки позволяет изменять расходимость излучения ОКГ в плоскости угла синхронизма, не изменяя при этом плотность излучения на кристалле, что очень удобно с методической точки зрения при исследовании влияния расходимости и плотности излучения ОКГ на эффективность удвоения частоты. Для получения оптимального к. п. д. преобразования необходимо правильно выбрать фокусное расстояние линзы. Выбор производится из условия $\alpha_K = \theta_1 - \theta_{\text{сн}}$, где α_K — угол отклонения крайнего луча в несфокусированном пучке от направления син-

хронизма; θ_1 — угол между оптической осью кристалла и крайним из фокусируемых лучей пучка, определяемый выражением

$$\cos \theta_1 = \cos \theta (2 \cos \beta - 1), \quad (2.44)$$

а угол β определяет сходимость пучка в плоскости фокусировки $\operatorname{tg} 2\beta = d/f$, где d — диаметр пучка; f — фокусное расстояние линзы.

Фокусное расстояние линзы для взаимодействий $00 \rightarrow e$ и $0e \rightarrow e$ различно. Расчеты, проведенные для пучка диаметром 10 мм с расходимостью $2\alpha_h = 2'$, показывают, что для взаимодействия $0e \rightarrow e$ $f = 150$ мм и $00 \rightarrow e$ $f = 600$ мм. Таким образом, при прочих равных условиях при взаимодействии $0e \rightarrow e$ допустимо использовать вчетверо более короткофокусную линзу без уменьшения при этом длины когерентного взаимодействия волн в кристалле. Это последнее условие реализуется только при оптимальной взаимной ориентации цилиндрической линзы и нелинейного кристалла, т. е. такой, при которой плоскость фокусировки перпендикулярна плоскости угла синхронизма в кристалле. Контроль взаимной ориентации наилучшим образом осуществляется с помощью фотографической регистрации на одном кадре дальнопольной картины излучения второй гармоники, возбуждаемой в нелинейном кристалле сильно расходящимся пучком ОКГ, и пучка, сфокусированного цилиндрической линзой.

Типичная картина дальнего поля при ГВГ в кристалле длиной 40 мм и цилиндрической линзе $f = 380$ мм приведена на рис. 2.36. Индексами 1 и 2 отмечено распределение интенсивности излучения гармоники при двух различных положениях цилиндрической линзы, установленной перед кристаллом, а индексом 3 — центральный максимум в распределении интенсивности гармоники при установке перед кристаллом рассеивающей сферической линзы. Расстояние Δ соответствует углу, на который надо повернуть кристалл, а угол α — углу, на который надо развернуть цилиндрическую линзу для достижения оптимальной ориентации.

В работе [93] были проведены теоретические и экспериментальные исследования различных оптических систем, показанных на рис. 2.37. Анализ показал, что применение телескопических систем как с одинаковым увеличением во всех направлениях по сечению пучка (рис. 2.37, а), так и имеющих различное увеличение в двух взаимно

перпендикулярных плоскостях (система из цилиндрических линз, рис. 2.37, б) не позволяет существенно увеличить к. п. д. по той причине, что достигаемое с помощью телескопических систем уменьшение расходимости пучка сопро-

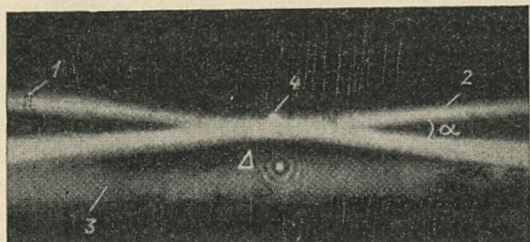


Рис. 2.36. Дальнопольная картина излучения второй гармоники, возбуждаемой в нелинейном кристалле цилиндрическим сфокусированным (1, 2), расходящимся (3) и нефокусированным (4) пучками ОКГ.

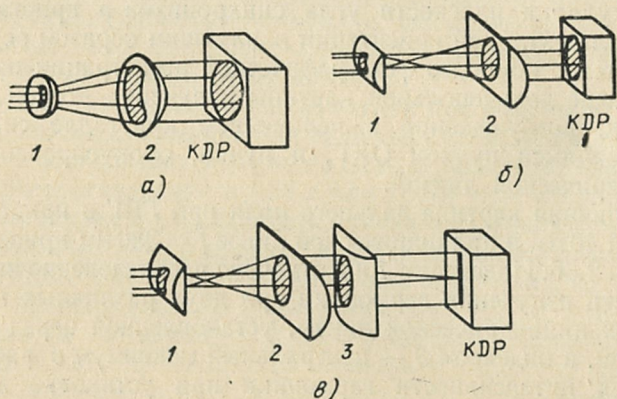


Рис. 2.37. Оптические системы формирования пространственной структуры пучка ОКГ:

а — телескопическая аксиально-симметричная система; б — телескопическая система из цилиндрических линз; в — телескопическая система из цилиндрических линз с фокусировкой.

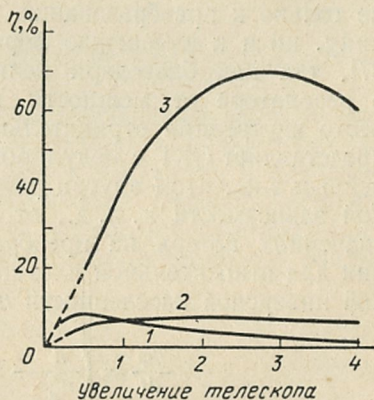
вождается значительным уменьшением плотности излучения (рис. 2.38).

Оптическая система, представленная на рис. 2.37, в, позволяет избежать указанных недостатков и достигнуть оптимального соотношения между плотностью излучения

и расходимостью пучка в главной плоскости кристалла. Эта система представляет собой сочетание телескопической системы из двух цилиндрических линз, ориентированных так, чтобы сечение пучка увеличивалось в главной плоскости кристалла, и третьей цилиндрической линзы, фокусирующей пучок в плоскости, перпендикулярной главной. Такая система формирования может быть практически

Рис. 2.38. Зависимость к. п. д. удвоения частоты в кристалле длиной 50 мм от увеличения оптической системы:

1 — телескопическая аксиально-симметричная система; 2 — телескопическая система из цилиндрических линз; 3 — телескопическая система из цилиндрических линз с фокусировкой.



выполнена из двух линз — отрицательной цилиндрической и положительной сферической. Расчет генерации второй гармоники [93] в кристалле KDP длиной 5 см для излучения ОКГ на неодимовом стекле мощностью 20 МВт/см² и расходимостью 2' показал, что при использовании этой системы к. п. д. может достигать 70% (рис. 2.38) при к. п. д. без формирующей системы порядка 6%. При генерации второй гармоники одномодового генератора, обладающего дифракционной угловой расходимостью, достаточно высокий к. п. д. преобразования может быть получен при использовании только цилиндрической линзы для фокусировки излучения.

Генерация второй гармоники в резонаторе ОКГ является другим эффективным способом увеличения к. п. д. преобразования. Нелинейный кристалл-преобразователь помещается внутрь резонатора ОКГ, образованного 100%-ными отражающими зеркалами для основного излучения; одно из зеркал полностью прозрачно для излучения второй гармоники. В этом случае из резонатора выводится практически все излучение удвоенной частоты.

Решение скоростных уравнений для режима свободной генерации дает возможность определить выходную мощность второй гармоники в зависимости от параметров генератора (коэффициента внутренних потерь, скорости накачки, времени жизни люминесценции, общего числа активных частиц, коэффициента стимулированной эмиссии (или поглощения на фотон или атом [94, 95]).

Наличие нелинейного элемента в резонаторе приводит не только к преобразованию излучения во вторую гармонику, но и к изменению формы импульса излучения [96, 97], так как благодаря нелинейной зависимости потерь в резонаторе от мощности первичного излучения имеет место внутренняя отрицательная обратная связь. Интерес представляет ОКГ с модулированной добротностью и нелинейным элементом внутри резонатора. Для области линейной зависимости к. п. д., от мощности и при небольших значениях потерь на преобразование балансные уравнения для относительной плотности фотонов φ и относительной инверсной населенности n имеют следующий вид [97]:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \left(\frac{n}{n'_p} - 1 - \frac{\alpha\varphi}{\gamma_b} \right) \varphi, \quad (2.45)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2 \frac{n}{n'_p} \varphi. \quad (2.46)$$

Здесь φ и n — соответственно плотность фотонов и величина инверсной населенности, отнесенные к плотности активных частиц N_0 ; $n'_p = \gamma_b / \alpha_0 l$ — относительная инверсная населенность в момент пикового значения плотности фотонов в резонаторе без преобразования излучения во вторую гармонику. Время выражено в единицах $T = t_1 / \gamma_b$ (t_1 — время одного прохода фотонов через резонатор) и отсчитывается от момента включения добротности резонатора. В начальный момент $n = n_i$, а плотность фотонов φ_i , определяемая спонтанным излучением, мала, так что $\varphi_i \approx 0$.

Предполагается однородное распределение инверсной населенности в активном теле, близкой к плоскому фронту волны, распространяющейся вдоль оси резонатора, и генерация одного продольного типа колебаний резонатора, частота которого соответствует максимуму линии люминесценции активного элемента (при однородно уширенной

линии). Уравнения (2.45) и (2.46) имеют аналитическое решение, позволяющее определить некоторые наиболее важные параметры внутрирезонаторной генерации второй гармоники. Действительно, исключив время из этих выражений, можно получить линейное дифференциальное уравнение первого порядка, решением которого является выражение

$$\varphi(n) = Cn^k - \frac{n'_p}{2k} - \frac{n}{2(1-k)}, \quad (2.47)$$

где C — некоторая постоянная, выражаемая через начальную инверсную населенность вещества и величину n'_p ; $k = a/2\alpha_0 l$. Из выражения для φ в функции n и условия $d\varphi/dt = 0$, характеризующего момент пиковой плотности фотонов в резонаторе, можно определить пиковую плотность фотонов φ_p и пиковую мощность основного излучения P_0 , равные соответственно:

$$P_0 = N_0 h \nu c S l \varphi_p / L, \quad (2.48)$$

$$\varphi_p = n_i (u - v) / 2k, \quad (2.49)$$

где S — площадь поперечного сечения активного элемента, L — длина резонатора; c — скорость света; $u = (k - kv + v)^{1/(1-k)}$; $v = n'_p/n_i$. Пиковая мощность излучения второй гармоники P_2 составляет часть, равную γ_p пр (γ — суммарные потери мощности P_0 , γ_p пр — максимальные потери на преобразование излучения). На рис. 2.39 пред-

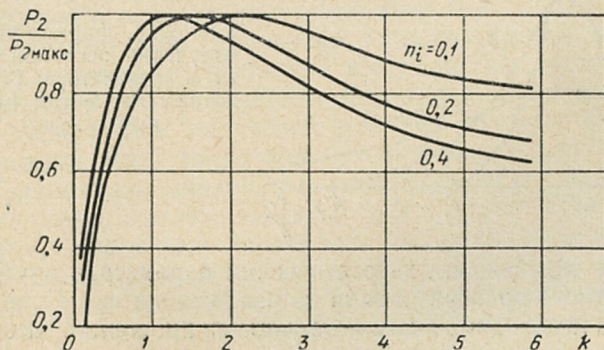


Рис. 2.39. Зависимость $P_2/P_{2\text{макс}}$ от параметра k при различных значениях n_i .

1) $P_{2\text{макс}} = 2,5$ МВт; 2) 25,5 МВт; 3) 150 МВт.

ставлены результаты расчета $P_2/P_{2 \text{ макс}}$ от k для нескольких значений начальной инверсной населенности n_i , при следующих параметрах: $N_0 h\nu = 4,65$ Дж/см³, $S = 0,5$ см², $l = 8$ см, $L = 75$ см, $\gamma_B = 0,15$.

Наличие максимумов $P_{2 \text{ макс}}(k)$, смещающихся в сторону меньших значений k при увеличении инверсной населенности, означает существование оптимального значения коэффициента пропорциональности a между мощностью второй гармоники и квадратом мощности основной частоты для преобразования вне резонатора.

Плотность энергии излучения второй гармоники равна:

$$E_2 = \frac{\gamma_B}{2} \left[(n_i - n_f) + n'_p \ln \frac{n_f}{n_i} \right] N_0 h\nu V, \quad (2.50)$$

где n_f — остаточная инверсная населенность, которую можно определить из соотношения

$$\left(\frac{n_f}{n_i} \right)^k \left[\frac{v}{2k} + \frac{1}{2(1-k)} \right] + \frac{v}{2k} = \frac{n_f}{n_i} \frac{1}{2(1-k)} \quad \text{при } k \neq 1. \quad (2.51)$$

Форма импульса генерации при выбранных выше параметрах, определенная путем численного интегрирования уравнений (2.45), (2.46), приведена на рис. 2.40.

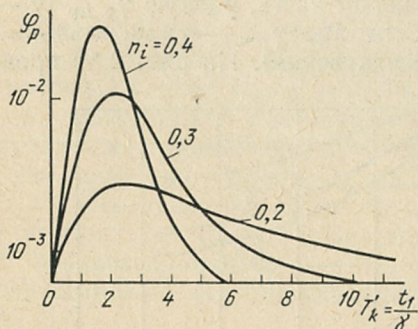


Рис. 2.40. Форма импульса излучения основной частоты в резонаторе с нелинейным элементом (машинный расчет).

Для определения энергетических параметров внутрирезонаторного преобразования по изложенной выше методике расчета необходимо знать коэффициент пропорциональности a мощности второй гармоники квадрату мощности основной частоты. Для к. п. д. преобразования, не превышающих около 1%, может быть использовано соотношение Клейнмана (выражение (123) в [84]). Для больших к. п. д. преоб-

разования могут быть использованы результаты работы [93]. Однако рассчитанные и экспериментально измеренные к. п. д. обычно отличаются на несколько процентов [91], поэтому для определения параметров a или k можно использовать экспериментально измеренный к.п.д. внешнего преобразования при определенном значении выходной мощности излучения ОКГ.

Экспериментальное осуществление описанной выше модели резонатора с помощью зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями практически невозможно

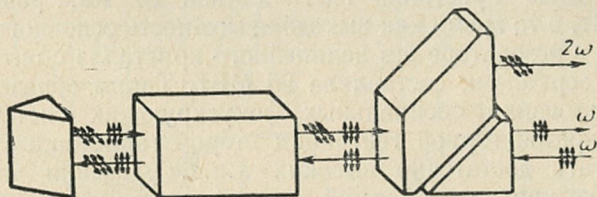


Рис. 2.41. Оптическая схема нелинейного отражателя.

в связи с технологической трудностью нанесения таких покрытий, которые обеспечивали бы полное отражение для одной длины волны и абсолютное пропускание для другой. Так, в работе [98] резонатор, содержащий кристалл ИАГ и нелинейный элемент из LiIO_3 , длиной 10 мм и углом синхронизма 30° , был образован призмой-крышей и диэлектрическим зеркалом с коэффициентом отражения $R = 99,8\%$ для $1,06$ мкм и $R = 15\%$ для $\lambda = 0,53$ мкм.

Полное выведение излучения второй гармоники может быть осуществлено с помощью поляризационной призмы, пространственно разделяющей излучения со взаимно ортогональными поляризациями. Ортогональность направлений поляризации излучения основной частоты и второй гармоники имеет место при преобразовании типа $00 \rightarrow e$.

Система, состоящая из нелинейного кристалла, поляризационной призмы, зеркала, представляет собой, по существу, нелинейный отражатель. Оптическая схема такого отражателя представлена на рис. 2.41. Излучение основной частоты, проходя через специальную поляризационную призму-разветвитель (см. [202] в гл. 1), попадает на нелинейный кристалл, вырезанный в направлении синхронизма для взаимодействия $00 \rightarrow e$. После отражения от призмы-крыши и вторичного прохождения через нелинейный кри-

сталл, излучение основной частоты и гармоники, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, вновь поступают на призму-разветвитель, которая основное излучение пропускает, а вторую гармонику выводит из резонатора. Нелинейный отражатель может быть использован для любого типа резонатора и с любым способом модуляции добротности. В работе [99] описанный выше концевой нелинейный отражатель был применен в генераторе на рубине с электрооптической модуляцией добротности. Выходная мощность излучения второй гармоники, полученная с помощью кристалла KDP длиной 20 мм, равнялась 20 МВт, в то время как выходная мощность основного излучения в резонаторе без нелинейного кристалла с оптимальными зеркалами составляла 25 МВт. Таким образом, без использования специальных фокусирующих систем при внутрирезонаторной генерации второй гармоники удается достигать достаточно высоких к.п.д. удвоения частоты, а также управлять формой импульса излучения.

2.8. ЮСТИРОВКА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

При разработке конструкции лазера важно правильно оценить необходимую и достаточную точность взаимного положения и ориентации каждого элемента оптической схемы. Изменение взаимного расположения элементов схем в различной степени сказывается на энергетических, угловых и спектральных характеристиках излучения. Наиболее сильное влияние на параметры излучения оказывает разъюстировка зеркал резонатора. Для резонатора, образованного плоскопараллельными зеркалами, максимальная добротность может быть получена только при строгой параллельности зеркал. При этом число проходов луча, идущего параллельно оси резонатора, будет наибольшим. В резонаторе с непараллельными зеркалами число проходов светового пучка всегда ограничено.

В работах, например [100—102], показано, что наклон зеркал на углы, определяемые единицами секунд, может привести к срыву генерации. Однако это справедливо для активных сред, обладающих чрезвычайно высокой пространственной однородностью, например, для газовых лазеров с плоскими зеркалами. Влияние разъюстировки зеркал резонатора на генерационные характеристики твердотельных лазеров исследовано в работах, например, [103—105], где экспериментально показана зависимость параметров излучения от качества активного материала, типа резонатора и коэффициента отражения выходного зеркала при разъюстировке оптических элементов лазера. Генерационные параметры лазеров с различными типами активных тел имеют качественно общие зависимости от разъюстировки оптических элементов генератора. Количественные их характеристики существенно различны и определяются прежде

всего активным материалом, его однородностью. Наибольший практический интерес представляют такие материалы, как рубин и стекло с неодимом, во-первых, вследствие широкого их применения и, во-вторых, из-за значительных различий в подходе к юстировке и требуемой точности ее проведения.

Зависимость пороговой энергии накачки от наклона зеркал для рубинов различного качества представлена на рис. 2.42. Кривая I (рис. 2.42) характерна для рубинов сравнительно высокого оптического качества, для которых рост пороговой энергии накачки

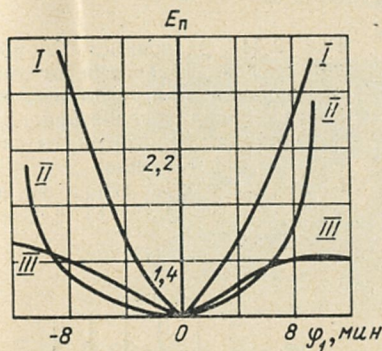


Рис. 2.42. Зависимость пороговой энергии накачки от угла разворота зеркал резонатора для рубинов различного качества.

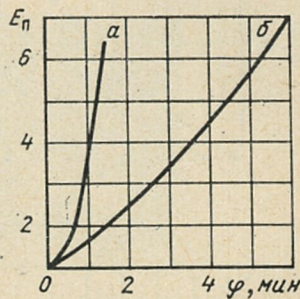


Рис. 2.43. Зависимость пороговой энергии накачки от разворота зеркал резонатора для стекла с неодимом:

а — боковая поверхность образца полирована; б — боковая поверхность образца матирована.

четко имеет место даже при малых (около $1'$) наклонах зеркал. Кривая II характерна для рубинов, у которых градиент показателя преломления в 2—3 раза больше. Эти кристаллы имеют значительную область разъюстировки, в которой порог практически не меняется. Кривая III характерна для рубинов низкого оптического качества. Эти кристаллы слабо реагируют на разъюстировку зеркал резонатора в широком интервале углов.

Для генераторов на стекле с неодимом из-за высокой оптической однородности активного материала наблюдается более резкая зависимость энергии генерации от качества юстировки, в особенности для образцов, имеющих полированную боковую поверхность (рис. 2.43). Кроме повышения порога генерации, увеличение наклона зеркал резонатора вызывает снижение крутизны генерационных кривых (рис. 2.44), уменьшает к. п. д. лазера.

Пороговая энергия генератора на неодимовом стекле в интервале углов разъюстировки $0-1'$ изменяется в три раза, в то время как рубинового в тех же условиях меняется всего на единицы процентов. Установка оптически неоднородного стержня в плоскопараллельном резонаторе вызывает «деформацию» последнего [106]. Резонатор из плоскопараллельного обращается, в частном случае,

в сферический, чувствительность которого к расстройке зеркал много ниже, чем у плоскопараллельного. Помимо оптической неоднородности следует иметь в виду и неоднородность из-за неравномерного нагрева активного элемента в процессе накачки. Фокусирующее действие боковой поверхности в сочетании с плохим теплоотводом вызывают неравномерное нагревание и деформацию

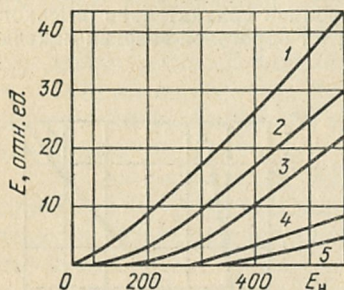


Рис. 2.44. Зависимость пороговой энергии генерации от энергии накачки при различных наклонах зеркал резонатора. Зеркала резонатора развернуты соответственно:

1 — на $5''$; 2 — на $15''$; 3 — на $30''$; 4 — на $1''$; 5 — на $15''$.

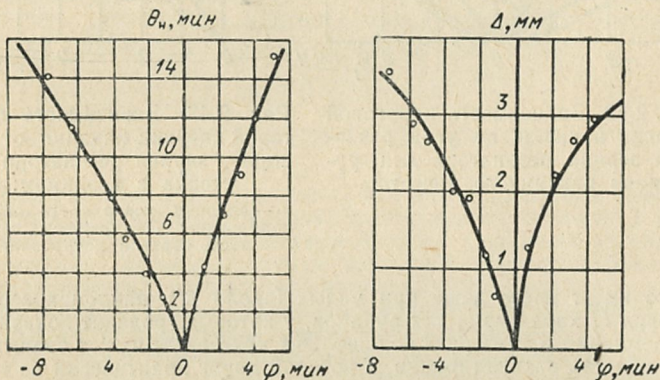


Рис. 2.45. Зависимость изменения направления и смещения излучения от угла наклона зеркал резонатора:

θ_n — изменение направления излучения; Δ — смещение излучения.

стержня. Центральная его часть нагревается сильнее, и торцы становятся сферическими [107].

Изменение ориентации продольной оси активного тела в плоскопараллельном резонаторе на углы до 30° слабо влияет на пороговую энергию накачки, не оказывает заметного влияния на структуру поля излучения и не изменяет направления излучения.

В разъюстированном резонаторе направление излучения меняется. На рис. 2.45 показано, что при развороте концевых зеркал направление излучения не совпадает с нормалью к ним и отклоняется в сторону разъюстированных зеркал [угол θ_n], а максимумы

излучения ближней зоны смещаются в сторону удаленных концов зеркал [Δ]. Количественно эти зависимости иллюстрируются графиками, представленными на рис. 2.45. Величина смещения пучка должна учитываться при выборе светового диаметра зеркала и оправы для него. Кроме того, следует иметь в виду, что при разъюстировке зеркал наблюдается увеличение угла расхождения генерируемого пучка [104, 108] в направлении разъюстировки. Угол расходимости в перпендикулярном направлении остается неизменным. При больших разъюстировках излучение распределяется

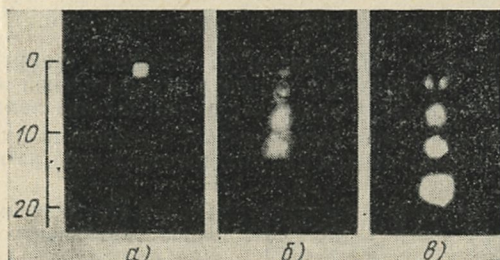


Рис. 2.46. Фотография углового распределения излучения при различных углах наклона зеркал:
а) 0°; б) 60°; в) 90°.

по отдельным дискретным направлениям. Фотография углового распределения излучения представлена на рис. 2.46. Эти зависимости справедливы для генераторов и на стекле и на рубине. При этом меньшая крутизна пороговых кривых приводит к меньшим изменениям направления излучения.

Наклон зеркал резонатора приводит и к перестройке структуры генерирующих типов колебаний. С увеличением угла между зеркалами до нескольких минут заметно уменьшается число генерирующих типов колебаний, возрастает амплитуда пиков, увеличиваются и стабилизируются интервалы между ними. Вместо непрозрачного зеркала в плоскопараллельном резонаторе может быть использована призма-крыша.

Однако применение призмы вместо зеркала вносит ряд специфических проблем. Предъявляются дополнительные требования к точности ориентации ребра призмы по отношению к кристаллографической оси активного элемента. Это вызвано тем, что кристаллический рубин с ориентацией оси c нормально к оптической оси резонатора генерирует при невысоких накачках почти 100%-ное линейно-поляризованное излучение. При более высоких накачках степень поляризации падает [109].

Пусть плоскость колебания вектора E волны, падающей на призму, составляет с ребром призмы угол α . При двойном отражении от катетных граней призмы возникает разность фаз между p - и s -компонентами на угол δ , и линейно-поляризованная волна приобретает эллиптическую поляризацию. Если ввести понятие

Эквивалентного отражения призмы r_3 и считать, что амплитуда линейно-поляризованной волны до отражения была E_1 , а амплитуда компоненты с той же поляризацией после отражения будет E_2 , то в соответствии с [110]:

$$r_3 = (E_2/E_1)^2. \quad (2.52)$$

В зависимости от α и фазового сдвига δ результирующая амплитуда будет:

$$E_2 = E_1 \sqrt{\cos^4 \alpha + \sin^4 \alpha + 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \cos \delta}, \quad (2.53)$$

или

$$r_3 = \cos^4 \alpha + \sin^4 \alpha + 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \cos \delta. \quad (2.54)$$

Зависимость r_3 для призмы из стекла и сапфира показана на рис. 2.47. Минимальное значение отражательной способности призмы соответствует случаю, когда направление колебания вектора E падающей волны составляет 45° с ребром призмы. Эти рассуждения справедливы для призмы, изготовленной из изотропного

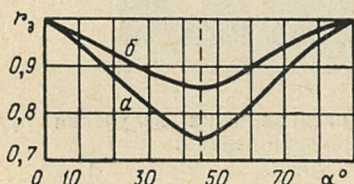


Рис. 2.47. Зависимость величины эквивалентного отражения призмы для линейно-поляризованного света от угла между ребром призмы и плоскостью колебаний вектора E :

a — сапфир; b — стекло.

материала. Необходимо учитывать дополнительный фазовый сдвиг между обеими компонентами, которые образуются при прохождении волны через кристалл в направлении, перпендикулярном к его оси.

Таким образом, при невысоких энергиях накачки прямоугольная призма из анизотропного материала вполне эквивалентна зеркалу, если ее ребро составляет угол 0 или 90° с кристаллографической осью рубина. При хорошей юстировке относительное снижение энергии может быть не более 2%. Сапфировая призма будет эквивалентна зеркалу, если кристаллографическая ось призмы расположена перпендикулярно к ее ребру. Это справедливо и для рубина, один торец которого образует призму-крышу. Наибольшие потери энергии возникают в том случае, когда ребро призмы ориентировано под углом 45° к кристаллографической оси стержня.

В тех случаях, когда почему-либо трудно обеспечить точную ориентацию кристаллографической оси и ребра крыши, следует применять для призмы материал с малым показателем преломления, например стекло или плавленый кварц. Изготовление призмы-крыши на самом кристалле в большинстве случаев вряд ли целесообразно.

Метод юстировки лазеров. Юстировка оптических элементов лазеров и проверка их взаимного расположения при эксплуатации может производиться различными методами.

Автоколлимационный метод [111]. Юстировка элементов резонатора, состоящего из зеркал и активного тела, методом «трех крестов» заключается в том, что с помощью автоколлиматора после-

довательно, начиная с дальнего (непрозрачного) зеркала, совмещают изображение автоколлимационного креста от непрозрачного отражателя с изображением креста от переднего торца активного тела и выходного зеркала. Точность установки этим методом определяется увеличением автоколлиматора. Если две удаленные точки видны из центра зрачка объектива автоколлиматора под углом $\alpha_{пр}$,

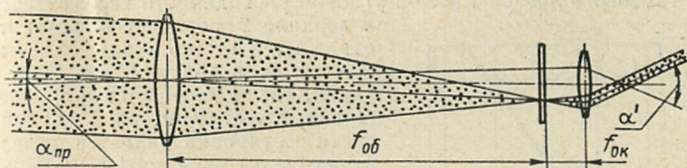


Рис. 2.48. Ход лучей в автоколлиматоре.

и если этот угол является предельным для данной оптической системы, то его величина может быть определена из следующих соотношений (рис. 2.48). Видимое увеличение системы $M = \alpha' / \alpha_{пр}$. Разрешающая сила глаза $\alpha' = 60''$, откуда разрешающая сила системы $\alpha_{пр} = 60'' / M$, так как для автоколлиматора $M = f_{об} / f_{ок}$, где $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива; $f_{ок}$ — фокусное расстояние окуляра, то

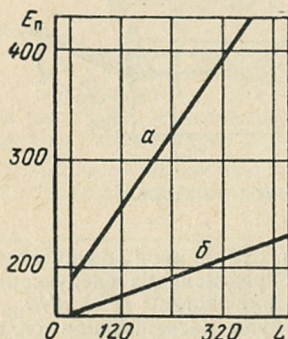
$$\alpha_{пр} = (60'' / f_{об}) f_{ок}. \quad (2.55)$$

Таким образом, автоколлиматор с фокусом объектива 200 мм совместно с короткофокусным окуляром, например 20 мм, позволяет установить зеркала резонатора взаимно параллельно с ошибкой не более $6''$. Тем не менее рассмотренный метод юстировки, хотя и позволяет с высокой точностью установить взаимную параллельность трех поверхностей, все же не обеспечивает максимальной добротности резонатора. Действительно, такой способ юстировки не может обнаружить клиновидность стержня, не учитывает отклонения луча в самом активном теле из-за градиента коэффициента преломления, и поэтому компенсировать эти дефекты при юстировке не представляется возможным. Поэтому луч, проходящий через активное тело, отклоняется от первоначального направления и падает на зеркало под некоторым углом. Величина этого угла зависит прежде всего от качества материала стержня, и для кристаллов, например рубина, может достигать до нескольких минут.

Точность установки зеркал резонатора повысится, если лучи, формирующие изображение автоколлимационной марки, отражаются от непрозрачного зеркала, проходят через активное тело, и после этого изображение марки совмещают с перекрестием от переднего зеркала и переднего торца стержня. На практике этот метод с успехом применяют при юстировке лазеров с активным стержнем из стекла. В оптической системе с рубином изображение креста от зеркала, из-за большой неоднородности рубина, сильно размывается, и совместить его с перекрестием сетки коллиматора представляется затруднительным. При диаметре стержня меньше 12—15 мм задача еще более усложняется из-за ограниченного поля

зрения и недостаточного количества света, пропущенного длинным и тонким рубином. График, представленный на рис. 2.49, показывает, что один и тот же рубин в зависимости от способа юстировки резонатора начинает генерировать при существенно различных пороговых энергиях.

Метод оптического рычага [112] достаточно ясен из рис. 2.50. Луч газового лазера 1 малой угловой расходимости через отверстие



в зеркале 2 попадает в резонатор, отражается от его зеркал 4,5, отражается от зеркала 2, попадает на экран, где наблюдается ряд светящихся точек. Критерием правильности юстировки является исчезновение светящихся пятен с экрана 3,

Рис. 2.49. Зависимость пороговой энергии накачки от расстояния между зеркалами при различных методах юстировки:

a — метод трех крестов; б — метод на просвет.

т. е. совмещение их с отверстием диафрагмы. Угловая точность установки зеркал определяется расстоянием между зеркалами.

Интерференционный метод юстировки позволяет обойти трудности автоколлимационного метода и обеспечивает хорошую наглядность и высокую точность [113] (рис. 2.51). Сущность метода заклю-

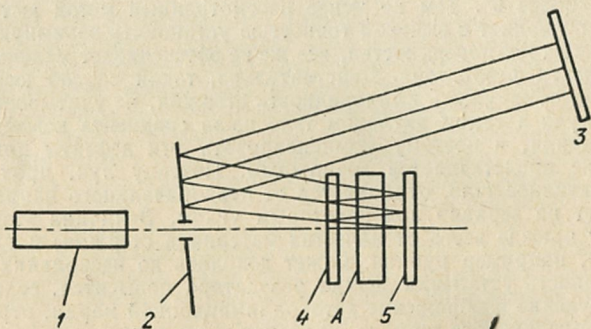


Рис. 2.50. Схема юстировки резонатора методом оптического рычага (A — активное тело).

чается в том, что луч газового лазера 1, проходя через отверстие экрана 2 и слабую отрицательную линзу 3, освещает зеркала резонатора 4 и 5. Место установки и сила линзы выбираются из расчета

полного освещения апертуры зеркал. На экране можно наблюдать два пятна, которые при наложении образуют интерференционные полосы. Интерференционная картина, наблюдаемая при этом на экране, представляет собой ряд concentрических интерферен-

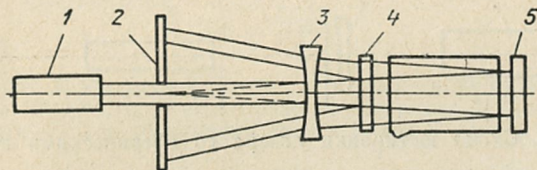


Рис. 2.51. Схема юстировки резонатора интерференционным методом.

ционных колец, центрированных относительно источника света, только в том случае, когда отражающие поверхности параллельны друг другу.

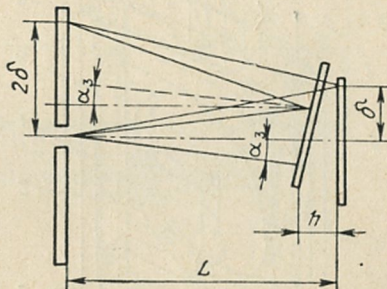


Рис. 2.52. Ход лучей при юстировке интерференционным методом.

Величина непараллельности может быть определена по смещению центра интерференционных полос от источника света (рис. 2.52). Угол наклона зеркал можно оценить по формуле

$$\alpha_z = \frac{h\delta}{2(L-h)L}. \quad (2.56)$$

Если $L \gg h$, то

$$\alpha_z = \frac{h\delta}{L^2}. \quad (2.57)$$

Интерференционный метод обеспечивает точность юстировки зеркал до $5''$.

Если резонатор ОКГ образован сферическими зеркалами, то юстировка их производится без активного тела и в следующей последовательности [114] (рис. 2.53). Как можно ближе перед зеркалами устанавливаются экраны с небольшим отверстием в центрах 1 и 2. На выходное 3 и дальнее 4 зеркала через отверстие в экране попадает излучение от газового лазера 5. Наклонами зеркала 4 добиваются, чтобы отраженный луч лазера попал в отверстие

экрана 2 и 1. Настройка зеркала 3 происходит совершенно аналогично. Когда луч газового лазера, последовательно отразившись от зеркал 4 и 3, попадает в отверстие экрана 2, юстировку зеркала 3

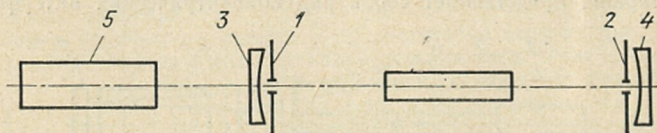


Рис. 2.53. Схема юстировки лазера со сферическими зеркалами.

можно прекратить, так как резонатор съюстирован. После этого устанавливают рабочий стержень между зеркалами и регулировкой его положения добиваются совмещения бликов, отраженных от торцов стержня, с отверстиями экрана. Для получения требуемой точности положения элементов оптической схемы применяются специальные юстировочные механизмы. Они должны обладать чувствительностью, достаточной для установки оптических деталей лазеров с той точностью, которая может быть обеспечена описанными выше методами.

Схема механизма юстировки зеркал представлена на рис. 2.54 [115]. Зеркало 1 с оправой 2 жестко укреплено на под-

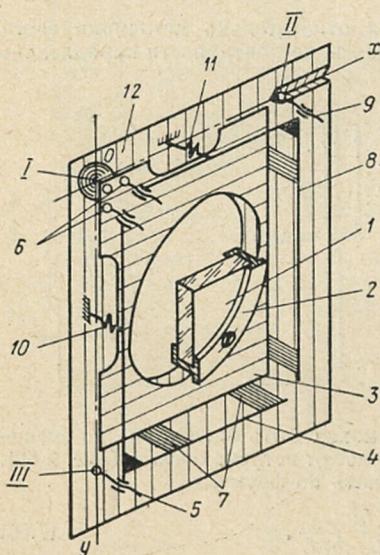


Рис. 2.54. Схема механизма наклона зеркала вокруг двух взаимно перпендикулярных осей.

вижном основании 3. Двухплечий рычаг 4 с винтами 5 и 6 через плоскую пружину 7 соединен с основанием 3. Двухплечий рычаг 8 так же крепится к основанию 3 с помощью плоских пружин. Положение основания 3 и, следовательно, зеркала 1 определяются тремя точками I, II, III, расположенными под углом 90° . Шарик (I) расположен в конусных лунках, имеющихся во фланце 12 и основании 3. Сферический торец винта 5 входит в призматическую канавку, выполненную во фланце 12. Сферический торец 5 упирается в плоскую поверхность фланца. Силовое замыкание основания 3 производится двумя цилиндрическими пружинами 10, 11. Эта конструкция обеспечивает возможность последовательной (предвари-

тельной — грубой и окончательной — точной) установки зеркал в двух плоскостях. Наклоны зеркала производятся в двух взаимно-перпендикулярных направлениях вокруг осей ox и oy . Винты 5 служат для предварительной, а винты 6 для окончательной точной установки зеркал.

Угол наклона зеркала можно оценить по формуле

$$\alpha_3 = \frac{l_3 t_B}{l_2 l_1}, \quad (2.58)$$

где t_B — шаг винта точной подачи; l_1 — расстояние от оси винта 5 до центра шарика; l_2 — расстояние от оси винта 6 до оси вращения рычага 4; l_3 — расстояние от оси винта 5 до оси вращения

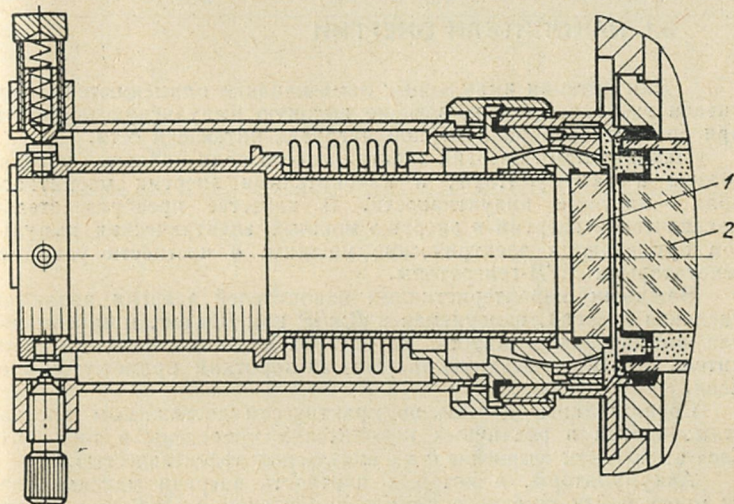


Рис. 2.55. Механизм наклона зеркала.

1 — зеркало; 2 — активный элемент.

рычага 4. В данной конструкции легко реализовать и более высокую чувствительность, не увеличивая габаритов узла. Для этого оси винтов грубой подвижки следует расположить на осях вращения двухплечих рычагов, тогда $l_3 = 0$ и угол наклона зеркала можно определить по формуле:

$$\alpha_3 = \frac{l_4 (1 - \cos \arctg t_B / l_2)}{l_1}, \quad (2.59)$$

где l_4 — расстояние между фланцем и осью вращения рычага.

Юстировочная подвижка, представленная на рис. 2.55, герметична и поэтому исключает необходимость применения уплотнений активного тела 2 у торца. Наличие иммерсии между торцом активного тела 2 и зеркалом 1 предохраняет торец от разрушения при больших мощностях и снижает отражение на границе раздела.

ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СХЕМ ОКГ

3.1. НАКОПИТЕЛИ ЭНЕРГИИ

Для питания импульсных ламп накачки применяются накопители энергии, обеспечивающие высокую импульсную мощность при сравнительно равномерной нагрузке питающей сети.

Накопителями энергии электрического поля являются конденсаторы и аккумуляторы, а накопителями энергии магнитного поля — катушки индуктивности. В качестве преобразователей механической энергии в энергию мощных электрических импульсов применяются электрические машины, в частности ударные генераторы и МГД-генераторы.

Важными характеристиками накопителей энергии являются удельная энергия, измеряемая в Дж/м³ или Дж/см³, и максимальная импульсная мощность, характеризующая способность накопителя отдать запасенную энергию за короткий промежуток времени.

Сравнительные данные по практически достижимым плотностям энергии в различных накопителях приведены в табл. 3.1. Следует провести сравнение с их импульсной эффективностью.

Аккумуляторы, в которых плотность энергии максимальна, не могут найти широкого применения в схемах ОКГ из-за своей малой импульсной мощности, пределы которой ограничиваются большим внутренним сопротивлением аккумуляторов.

Особенностью получения электромагнитной энергии в виде импульсов при помощи электрических машин является то, что за время одной полуволны переменного напряжения можно передать в нагрузку лишь небольшую долю энергии, запасенной вращающимся ротором. Но и в этом случае максимальная импульсная мощность в нагрузке может в 20—30 раз превышать номинальную мощность генератора. С целью увеличения электромагнитной энергии, получаемой за время одного импульса, созданы специальные электрические машины, например, однофазный генератор ударной мощности. С помощью ударного генератора можно передать в нагрузку за время одного первого импульса 5—10% кинетической энергии ротора [1]. На стадии накопления энергии первичный двигатель сравнительно небольшой мощности разгоняет ротор ударного генератора до номинальной скорости, при этом потери энергии незначительны и определяются в основном вентиляционными потерями генератора.

Таблица 3.1

Вид накопителя	Характеристики накопителя и зарядного процесса	Плотность энергии, Дж/см ³	Примечание
Вращающийся вал (электромашинный накопитель)	$n = 3000$ об/мин, радиус вала — 10 см, радиус вала — 50 см	20 (4) 500 (100)	В скобках указана плотность энергии, отнесенная к объему ударного генератора
Индуктивный накопитель	1. Естественное или водяное охлаждение. Медная обмотка: а) $I_M = 6000$ А б) $I_M = 50000$ А 2. Охлаждение жидким азотом. Алюминиевая обмотка: а) $I_M = 6000$ А б) $I_M = 50000$ А	0,028 0,23	Плотность тока в конце заряда 15 А/мм ² , $\eta = 40 \div 50\%$
	3. Сверхпроводящая катушка	0,225 1,85 ≥ 18	Плотность тока в конце заряда 120 А/мм ² , $\eta = 40 \div 50\%$
Емкостный накопитель (батарея конденсаторов)	1. Высоковольтные импульсные конденсаторы 2. Электrolитические конденсаторы: а) импульсные; б) алюминиевые; в) танталовые. 1. Серебряно-цинковые 2. Натрий-серные	0,04—0,165 0,14 0,2—3 до 10 90 (0,3—1) · 10 ⁶ Дж/кг	В стадии разработки
Аккумуляторы			

Индуктивные накопители, по-видимому, найдут широкое применение тогда, когда будут решены вопросы их коммутации и экономичного заряда. Для накопления больших энергий представляются перспективными каскадные схемы, состоящие из электромашинного и индуктивного накопителя, которые позволяют получить быстрый заряд индуктивных катушек и за счет этого снизить потери в катушках и их вес [2]. В отличие от электромашинного или емкостного накопителя, для индуктивного накопителя требуется мощный источник питания, если катушка не является сверхпроводящей. Положительное качество индуктивных накопителей — малые потери в разрядном импульсе.

Емкостные накопители получили широкое распространение благодаря их высокой импульсной мощности при разряде и экономичности режима заряда.

Время разряда конденсатора составляет обычно доли и единицы миллисекунд, поэтому можно считать, что в режиме разряда конденсатор работает при повышенной частоте. Учитывая, что импульсные конденсаторы рассчитаны на повышенные значения рабочего напряжения U_p следует ожидать, что в условиях разряда U_p будет выше напряжения ионизации и кратковременная ионизация неизбежна [3]. При этом с увеличением числа сильно-точных разрядов конденсатора и при воздействии многократных циклов «заряд — разряд» величина напряжения ионизации снижается [3]. Газовыделение жидкого диэлектрика, вызываемое начальной ионизацией при первых циклах импульсного разряда, будет возрастать, тем самым увеличивая опасность пробоя конденсаторов. После прекращения на некоторое время эксплуатации конденсатора образовавшиеся в процессе ионизации у обкладок конденсатора газовые полости постепенно рассасываются и напряжение ионизации восстанавливается до первоначального значения. После определенного числа импульсов «заряд — разряд» происходит необратимое разрушение изоляции и наступает пробой. При повышении рабочих температур существует еще одна форма пробоя — тепловой пробой, при котором проявляется резкая зависимость электрической прочности от времени воздействия напряжения и от температуры окружающей среды.

В результате происходит тепловое разрушение диэлектрика: плавление неорганического и обугливание органического материала. При длительном воздействии постоянного напряжения в диэлектрике могут возникать электрохимические явления, приводящие к его разрушению и заканчивающиеся пробоем, называемым электрохимическим пробоем.

При аperiодическом характере разряда для режима одиночных импульсов работы бумажномасляного конденсатора обычно гарантируется срок службы не менее 10^4 импульсов «заряд — разряд» при рабочей напряженности электрического поля 45—60 кВ/мм. Для уменьшения габаритов конденсаторов величину напряженности повышают до 70—100 кВ/мм, но при этом на порядок уменьшается их срок службы.

В настоящее время в качестве накопителей энергии обычно используются бумажномасляные конденсаторы и конденсаторы с комбинированным диэлектриком из бумаги и пленки, представленные в табл. 3.2. Однако в некоторых случаях могут быть использованы сухие электролитические конденсаторы типа ЭФ2 при напря-

Таблица 3.2

Тип конденсатора	Электрические характеристики						Удельная энергия Дж/см ³
	Номинальное напряжение, В	Номинальная емкость, мкФ	Частота, Гц	Сопротивление изоляции, МОм·мкФ, не менее	Тангенс угла потерь при 50 Гц, не более	Постоянная времени разряда, с	
K42И-1	2 000	10	10	1000	0,01	10 ⁻⁶ —10 ⁻⁵	—
K42И-1	2 000	25	10	1000	0,01	10 ⁻⁶ —10 ⁻⁵	—
K42И-1	2 000	50	10	1000	0,01	10 ⁻⁶ —10 ⁻⁵	—
K42И-1	3 000	10	6	1000	0,01	10 ⁻⁶ —10 ⁻⁵	—
K42-13	1 000	20	5	600	0,008	—	—
K42-14	200	50	3	1000	0,01	2,10 ⁶	—
K41И-7	5 000	100	8,3·10 ⁻³ (30 имп/ч)	500	0,012	0,005	0,147
K41И-7	10 000	50	То же	500	0,012	0,005	—
K50И-8	300	800	0,1	500	0,012	—	—
K50И-8	400	500	0,1	500	0,012	—	—
K50И-8	500	300	10	500	0,012	—	—
K75И-7	2 000	25	15	6000	0,008	125·10 ⁻⁶	—
K75-9	1 500	25	100	5000	0,01	0,1·10 ⁻⁶	—
K75-9	1 500	50	50	5000	0,01	0,1·10 ⁻⁶	—
K75-11	2 000	100	до 0,5	6000	0,008	—	0,174
K75-14	3 000	100	1	6000	0,008	—	—
K75-16	1 500	10	50	3000	0,001	10 ⁻⁴	0,03
K75-17	1 000	50	до 100	6000	0,008	—	—
K75-18	1 000	100	3	3000	0,08	10·10 ⁻⁶	—
K75-19	2 000	100	10	6000	0,08	180·10 ⁻⁶	0,04
K75-20	4 000	100	1/30	6000	0,008	—	—
K75-24	1 600	0,1÷10	—	4000	0,015	—	0,03
K75-26	50 000	0,03	—	—	—	—	0,0012
K75-27	2 000	100	0,1	3000	0,08	—	—
K75-28	3 000	1000	1	3000	0,08	—	0,165
МБГВ	1 000	200	1,5	800	0,015	—	—
ЭФ	300—500	400—1500	—	—	—	—	—
K50И-8	300—400	500—800	—	—	—	—	—
ИМ3-100	3 000	100	—	—	0,0045	10 ⁻⁴ —10 ⁻²	—
ИМ5-150	5 000	150	0,167 (10 имп/мин)	—	0,0045	—	0,05
ИМ3-250	3 000	250	0,167 (10 имп/мин)	—	0,0045	—	0,05

жениях 300—500 В и $C_{\text{ном}} = 400 \div 1500$ мкФ с удельными характеристиками 0,165—0,200 Дж/см³ и 8—10 г/Дж. Основным недостатком таких конденсаторов является снижение емкости (до 40—50%) в процессе эксплуатации. В серии накопительных конденсаторов с применением свинцово-оловянной катодной фольги этот недостаток устранен. В конденсаторе усовершенствованной конструкции К50И-8 удельная энергия доведена до 0,230—0,255 Дж/см³, а удельный вес снижен до 6—7 г/Дж. Невысокие номинальные напряжения электролитических конденсаторов ограничивают их широкое применение в ОКГ.

Потери энергии в конденсаторах при импульсном разряде складываются из двух составляющих: а) потерь энергии в диэлектрике, б) потерь энергии в металлических (проводящих) частях конденсатора.

В работе [4] показано, что потери в конденсаторах ИМЗ-100 при разряде на импульсную лампу составляют 20% от запасенной энергии. В работе [5] показано также, что потери энергии в конденсаторе имеют большой удельный вес в общих потерях разрядного контура. При колебательном разряде конденсатора через лампу при наличии в цепи катушки индуктивности сопротивление, эквивалентное потерям в конденсаторе, определяется выражением

$$R_C = \operatorname{tg} \delta \sqrt{L/C}.$$

Значение коэффициента потерь $\operatorname{tg} \delta$ в указанных работах определялось путем измерения затухания тока при разряде конденсатора через воздушный искровой промежуток. Так, для бумажного конденсатора было получено значение $\operatorname{tg} \delta$, равное 0,15. При больших значениях емкости накопителя (для разрядного контура лампы типа ИФП-20000 с длительностью импульса около 1 мс) отношение L/C равно 0,1—0,15 и соответственно $R_C = 0,0475$ Ом, что по отношению к сопротивлению лампы составляет около 10% (для лампы типа ИФП-20000 $R_{\text{л}} = 0,6$ Ом). Для разрядного контура с накопителями на небольшие энергии (для ламп типа ИФП-800 и длительности импульса 0,5 мс) отношение L/C равно 0,2—0,3 и соответственно $R_C = 0,075$ Ом, что по отношению к сопротивлению лампы составляет 20% (при сопротивлении $R_{\text{л}} = 0,3$ Ом).

Таблица 3.3

Тип конденсатора	Номинальные параметры		Тангенс угла потерь при 1000 Гц	Максимальные значения разрядного тока, А	Минимальная длительность разрядного импульса, мкс	Максимальная импульсная мощность, Вт	Удельная импульсная мощность, Вт/см ³
	C, мкФ	V, кВ					
ИМЗ-250	250	3	—	1500	—	$4,5 \cdot 10^6$	113
ИМ5-150	150	5	—	2500	—	$12,5 \cdot 10^6$	312
K75-16	10	1,5	0,01	—	100	$0,36 \cdot 10^6$	850
K75-24	10	1,6	0,015	—	—	—	850
K75-26	0,03	50	—	2000	—	$100 \cdot 10^6$	3230
K75-28	100	3	—	1800	—	$5,4 \cdot 10^6$	2000

В табл. 3.3 приведены импульсные характеристики для некоторых типов конденсаторов и рассчитанные по ним мощностные показатели. Сравнивая эти данные с данными табл. 3.2, видно, что более высоким динамическим характеристикам соответствуют пониженные значения удельной энергии. Оптимальное соотношение этих параметров, как видно из таблиц, имеют конденсаторы K75-28.

3.2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СХЕМ

В электрических схемах ОКГ широко применяются транзисторы малой и большой мощности. На основе транзисторов малой мощности выполняются измерительные и счетные схемы, схемы задающих генераторов, задержки, сравнения, мультивибраторов и блокинг-генераторов, входных и промежуточных каскадов регуляторов напряжения (энергии) и импульсных усилителей. Транзисторы большой мощности применяются в преобразователях напряжения и частоты (инверторах), в выходных каскадах формирователей и усилителей импульсов, стабилизаторов напряжения. Методы проектирования усилительных и импульсных схем, а также схем автоматики на основе транзисторов изложены в [6—8]. В цепях управления применяются также тиристоры малой и средней мощности, основные типы которых и характеристики приведены в таблице 3.4, и неуправляемые переключаемые приборы (динисторы).

Таблица 3.4

Тип тиристора	Наибольшее прямое напря- жение, В	Наибольшее обратное напря- жение, В	Наиболь- ший постоян- ный или сред- ний ток, А	Наибольшая ам- плитуда им- пульсного прямого тока, А при дли- тельности импульса, мкс	Наибольшая рассеиваемая мощность, Вт	Наибольшая им- пульсная мощность в цепи управления, Вт	Наиболь- ший ток управ- ления, А
КУ101А-Е	50—150	10—150	0,075	1 (10 мкс)	0,15	0,5	—
КУ201А-Л	25—300	10—300	2	30 (50 мкс)	4	1	0,35
КУ202А-Н	25—400	10—400	10	50 (50 мкс)	20	1,5	0,5
Д235А-Г	50—100	50—100	2	30 (50 мкс)	4	—	0,35
Д238А-Е	50—150	50—150	10	100 (50 мкс)	20	—	0,35

Динисторы типа КН102А-И переключаются пусковыми импульсами, амплитуда напряжения которых составляет 20—150 В, они рассчитаны на длительный постоянный ток 200 мА, а в импульсе длительностью 10 мкс — на 10 А. При работе в ждущем режиме прямое напряжение динисторов должно быть в 2—3 раза меньше амплитуды напряжения пусковых импульсов.

Наряду с элементами низковольтной импульсной техники, в схемах ОКГ имеют широкое применение силовые полупроводниковые приборы. Они применяются в цепях заряда накопителя, в разрядных контурах, формирователях высоковольтных импульсов. Особенностью их применения в схемах ОКГ является характер работы в условиях значительных кратковременных токовых нагрузок. Поскольку электронная промышленность предлагает широкий

выбор типов силовых диодов и тиристоров, следует произвести их сопоставление с точки зрения применимости в импульсных режимах. Основными параметрами силовых диодов являются максимально допустимое обратное напряжение, номинальный ток (среднее значение) и кратность перегрузки по отношению к номинальному току. Серийно выпускаются диоды на напряжения до 2000 В при токе до 1000 А. По данным [9] вентили ВК-200 допускают кратность перегрузки, равную 14 при условии предварительного нагрева номинальным током. Без предварительного нагрева кратность перегрузки увеличивается до 15—17. Указанные кратности перегрузок получены при пропуске полусинусоидальных импульсов тока длительностью 10 мс, амплитудой 3200—3300 А. Такие же кратности перегрузок допускают вентили этой серии (ВК, ВЛ) на меньшие номинальные токи — 100, 50, 25, 10 А [10]. Важными импульсными характеристиками силовых тиристоров являются перегрузочная способность, максимально допустимая скорость нарастания прямого тока, максимально допустимая скорость приложения прямого напряжения, время включения и выключения. Перегрузочные характеристики общепромышленных тиристоров серии Т и ТЛ при воздействии полусинусоидальных импульсов длительностью 10 мс в условиях предварительного нагрева представлены в табл. 3.5. [10, 11]. При определении крити-

Таблица 3.5

Тип прибора	T10	T25	T50	T100	T160	T200	T320	ТЛ100	ТЛ150	ТЛ200
Амплитуда полусинусоидального импульса тока, А при 10 мсек	—	540	965	1500	2000	—	3560	1500	2000	2500
$di/dt_{\text{макс}}$, А/мкс	10	10	10	10	10	10	10	10	20	10

ческих скоростей нарастания тока в [12] получены следующие значения предельно допустимых скоростей: T25 — 80 А/мкс, T50 — 40 А/мкс; T320 — 40 А/мкс. Наиболее подходящими для миллисекундных импульсов тока на единицы и десятки килоампер являются тиристоры серии Т2, перегрузочные характеристики которых даны в табл. 3.6 [13]. Промышленностью выпускаются тиристоры, специально предназначенные для работы в импульсных (модуляторных) режимах с повышенной частотой повторения. В табл. 3.7 приведены характеристики высокочастотных тиристоров серии ТЧ [14]. Они отличаются от тиристоров серии Т, ТЛ и других существенно меньшим временем включения и выключения, а также повышенной устойчивостью к скорости нарастания напряжения и тока. В табл. 3.8 приведены характеристики импульсных тиристоров серии ТИ [15], предназначенных для работы в импульсных режимах с частотой импульсов до 10 000 Гц.

Таблица 3.6

Тип прибора	Номинальный ток, А	Амплитуда полусинусоидального импульса длительностью 10 мс из ненагретого состояния, А	Амплитуда полусинусоидального импульса длительностью 1 мс из ненагретого состояния, А	Амплитуда полусинусоидального импульса длительностью 1 мс из нагретого состояния, А	Номинальное напряжение, В
T2-500	500	9900	17700	12300	от 100
T2-750	750	8140	13500	8800	до
T2-1000	1000	9700	17800	10200	600

Таблица 3.7

Тип тиристора	Номинальный ток, А	Номинальное напряжение, В	Максимально допустимая амплитуда полусинусоидального тока, А, длительность 10 мс (из номинального режима)	Максимально допустимая скорость нарастания прямого тока, А/мкс	Максимально допустимая скорость нарастания прямого напряжения, В/мкс	Минимальная длительность импульса, мкс	Максимальная частота следования импульсов, Гц
TЧ-25	25	от 100	200	100	100	10	25 000
TЧ-50	50	до 1000	1000	100	100	10	25 000
TЧ-125	125		1700	100	100	10	25 000

Таблица 3.8

Тип тиристора	Номинальный импульсный ток, не более, А *	Частота повторения импульсов, не более, Гц	Скорость нарастания прямого напряжения не более, В/мкс	Скорость нарастания прямого тока, не более, А/мкс	Номинальное напряжение, В
ТИ-800	800	10 000	200	150	300—600
ТИ-1600	1600	10 000	200	300	300—600

* При частоте 400 Гц.

Важными характеристиками тиристоров, применяемых в импульсных режимах, являются временные характеристики включения и выключения, которые приведены в табл. 3.9. С целью

Таблица 3.9

Тип тиристора		T-200	TЧ-25	TЧ-50	TЧ-125	ТИ-800	ТИ-1600
Время включения, мкс	Типичное значение	8	3	4,5	4,5	—	—
	Предельное значение	4—18	8	8	8	5	5
Время выключения, мкс	Типичное значение	—	6	8	10,5	10	15
	Предельное значение	70	20	20	20	20	25

уменьшения времени включения тиристоров и повышения их надежности при большой скорости нарастания тока управление тиристорами должно осуществляться мощными короткими импульсами. В табл. 3.10 представлены предельно допустимые параметры

Таблица 3.10

Тип тиристора	T-200	TЧ-25	TЧ-50 TЧ-125	ТИ-800 ТИ-1600
Отпирающий ток управления, А	0,3	1,2	2,0	1,5
Отпирающее напряжение, В	6	2,5	2	16
Максимально допустимая мощность в импульсе на управляющем электроде, Вт	250	160	410	120
Максимально допустимый ток через управляющий электрод, А	10	10	25	5
Максимально допустимое напряжение на управляющем электроде, В	40	28	28	40
Минимальная длительность импульса управления, мкс	15—20	5	5	5
Максимальная длительность импульса управления при $P_{\text{макс}}$, мкс	100	20	20	20

импульсов управления для тиристоров разных типов. В некоторых схемах формирования импульсов используется явление инерции прямого тока с последующим резким восстановлением обратного сопротивления диодов или тиристоров. Это явление заключается в том, что после изменения направления тока в цепи на обратный диод (тиристор) еще некоторое время находится в состоянии высокой проводимости и ток в контуре определяется только сопротивлением внешней цепи. Так, например, для тиристоров Т-150 при скорости спада тока 70 А/мкс от номинального значения 150 А у 50% из 300 испытанных тиристоров обратный ток достигает величины 150—180 А [16]. Амплитуда обратного тока, соответствующего высокой проводимости вентиля, возрастает при увеличении прямого тока и скорости, с которой он переходит через нуль. Возникающие в процессе резкого восстановления обратного сопротивления перенапряжения в цепях с индуктивностями могут быть использованы для формирования импульсов.

3.3. ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ КОММУТАЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

Основой для построения схем генераторов высоковольтных импульсов напряжением 10—30 кВ являются хорошо известные из радиолокационной техники [17] схемы на модуляторных вакуумных лампах с частичным разрядом накопительной емкости (рис. 3.1, а) и импульсных водородных тиратронах с разрядом

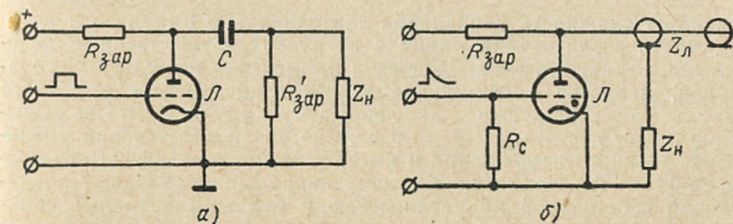


Рис. 3.1. Формирование прямоугольных импульсов:
а — на модуляторной лампе; б — на импульсном тиратроне.

на нагрузку формирующей длинной линии (рис. 3.1, б). Достоинства ламповых схем заключаются в гибком управлении длительностью и формой импульса, в отсутствии необходимости согласования с нагрузкой, в малом запаздывании выходного импульса по отношению к входному. В последнее время в качестве формирователей высоковольтных импульсов находят применение генераторные лампы СВЧ диапазона, имеющие малые значения паразитных индуктивностей и емкостей и исключительно малое время запаздывания фронта выходного импульса по отношению к входному. Однако с помощью вакуумных ламп нельзя получить большие разрядные токи; для управления ими требуются весьма мощные источники питания в цепях сеток, а также сравнительно высокое

напряжение смещения для записывания ламп. Кроме того, большое остаточное напряжение на открытой лампе приводит к значительным потерям. Большинство этих недостатков лишены импульсные водородные тиратроны, которые обеспечивают время переключения порядка 15—25 нс.

К достоинствам импульсных тиратронов следует отнести возможность параллельного запуска большого числа тиратронов (малая нестабильность задержки запуска), возможность работы с большой частотой следования, долговечность. Однако, поскольку тиратроны теряют управляемость в процессе разряда, то форма и длительность формируемого ими импульса задаются формирующими цепями, обычно искусственными длинными линиями. Отсюда

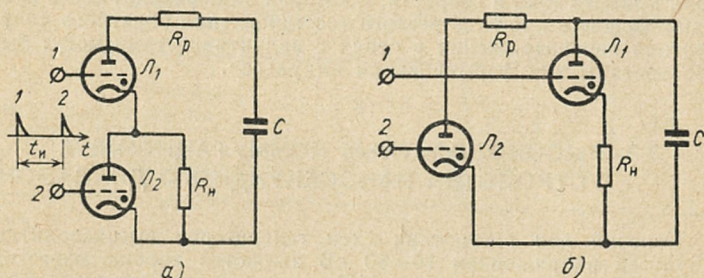


Рис. 3.2. Формирование импульсов переменной длительности при:
а — последовательном; б — параллельном включении тиратронов.

возникает сложность управления длительностью импульса и необходимость согласования линии с нагрузкой. Существенным недостатком, ограничивающим диапазон применения импульсных тиратронов, является значительное запаздывание фронта выходного импульса по отношению к запускающему импульсу. Это запаздывание может достигать 250—300 нс, оно увеличивается при уменьшении анодного напряжения и имеет тенденцию возрастать со временем [18]. Тиратроны на большие напряжения обладают значительной собственной индуктивностью и большим временем ионизации, определяющими длительность фронта импульса [19]. Все же простота управления, надежность и стабильные коммутационные качества импульсных тиратронов при надлежащей стабилизации накала расширяют область их применения. Предложены схемы гибкого управления длительностью разряда с принудительным гашением тиратрона [20], или введением в схему дополнительного тиратрона [19], шунтирующего нагрузку (рис. 3.2). Важным свойством тиратронов является возможность увеличения тока по сравнению с паспортными данными при уменьшении длительности импульса. Экспериментальные исследования показали, что при длительности импульса порядка 10^{-7} с величина импульсного тока может превышать номинальное его значение примерно в 3 раза [19].

В развивавшемся параллельно с радиолокационной техникой направлении, связанном с физическими исследованиями, широкое применение в качестве коммутирующих приборов нашли искровые газонаполненные разрядники. По способу управления они подобны

тиatronам, но обладают рядом новых качеств, к числу которых относятся: широкий диапазон коммутируемых напряжений (от 5 до 200 кВ [21, 22]) и токов (до 60 кА [23]). Двухэлектродные разрядники включаются перенапряжением, возникающим в зазоре между электродами при скачкообразном изменении напряжения до уровня, превышающего напряжение статического пробоя. Они применяются в многокаскадных генераторах, выполненных по схеме Аркадьева — Маркса, и для обострения фронтов импульсов [22].

Одной из разновидностей двухэлектродных разрядников является разрядник, поджигаемый от внешнего источника света. В оптических схемах с обратной связью наиболее целесообразно использование части выходной энергии лазера, луч которого фокусируется на малом участке поверхности электрода разрядника или

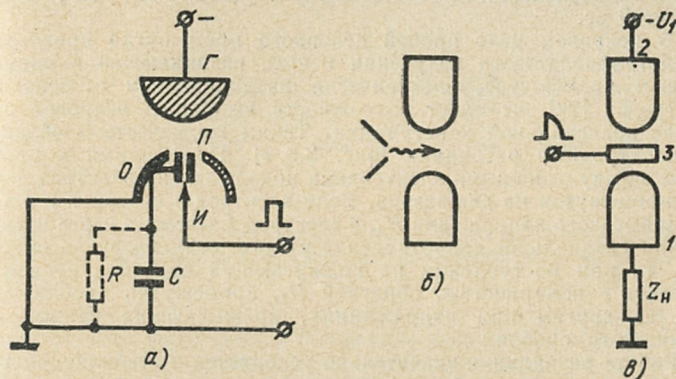


Рис. 3.3. Разрядники:

а — с общим электродом; б — искровое реле; в — трехэлектродный разрядник.

в межэлектродном промежутке [24]. При этом в области фокусировки достигается высокая плотность энергии электромагнитного поля, обеспечивающая начальную ионизацию и последующий пробой газоразрядного промежутка. Включение управляемых разрядников основано на использовании пробоя между главным и вспомогательным (поджигающим) электродом, сопровождающегося интенсивной световой вспышкой. При этом возбуждаются фотоэлектроны, инициирующие основной разряд [25]. Необходимые для этого условия обеспечиваются подачей на поджигающий электрод высоковольтного импульса амплитудой 5—10 кВ.

На рис. 3.3 показаны схематически основные конструкции управляемых разрядников: трехэлектродного с общей точкой (а), искрового реле (б), трехэлектродного коммутатора (в). В разряднике, представленном на рис. 3.3, а, развитие разряда происходит следующим образом [26]. Стартовый положительный импульс поступает на иглу $И$, с конца которой на внутреннюю поверхность поджигающего электрода Π происходит инициирующий пробой. При этом заряжается емкость C ; ток заряда ограничен лишь сопротивлением внешней цепи поджигающего контура. Большой началь-

ный ток стартового импульса необходим для интенсивной засветки главного электрода Γ , находящегося под высоким отрицательным потенциалом, с поверхности которого в этот момент происходит фотоэмиссия электронов. Тем временем потенциал поджигающего электрода Π быстро возрастает, создавая у его конца большой градиент поля, превышающего пробивное значение. Такие условия приводят к быстрому пробую промежутка между главным электродом Γ и поджигающим электродом.

Третьим, завершающим этапом включения является пробой с перенапряжением короткого промежутка между поджигающим и общим 0 электродом. У такого разрядника [26] при атмосферных условиях, напряжении 100 кВ, запасе электрической прочности, равном 1,1, время задержки включения составляет 140 нс, нестабильность включения по отношению к стартовому импульсу не превышает 5 нс.

В искровом реле пробой основного промежутка происходит от ультрафиолетового излучения искры, возникающей в иницирующем промежутке, электрически изолированном от основных электродов [22], что дает возможность выполнить искровое реле в виде коаксиальной конструкции. Таким же качеством обладает трехэлектродный разрядник (рис. 3.3, в). Помещенный в промежуток между основными электродами поджигающий электрод делит этот промежуток на два зазора. Если электрод 2 соединен с источником высокого напряжения I_1 , а электрод 1 заземлен через нагрузку (или специальное сопротивление утечки, если нагрузка емкостная), то при поступлении на поджигающий электрод пускового импульса с полярностью, обратной I_1 , промежутки пробиваются один за другим при напряжениях, превышающих напряжение статического пробоя.

Работа разрядника значительно ускоряется и стабилизируется, если оба промежутка облучать ультрафиолетовым излучением. Это возможно при включении последовательно с кабелем, передающим пусковой импульс, вспомогательного искрового промежутка [22]. Значительное улучшение коммутационных характеристик разрядников достигается заполнением герметичной разрядной камеры азотом при повышенном давлении 5—10 ат [25, 27]. В [23] сообщается о разряднике под давлением, в котором время запаздывания включения уменьшено до 20 нс при запасе электрической прочности 1,8 и точности синхронизации ± 2 нс. Длительность фронта разрядного импульса при повышении давления воздуха до 5 ат уменьшается в 2—4 раза по сравнению с атмосферными условиями [28] и еще более при заполнении разрядника азотом под давлением. Однако применение разрядников с избыточным давлением значительно усложняет их конструкцию и ограничивает применение таких устройств. Наряду с газонаполненными находят применение и вакуумные разрядники. В этих коммутаторах пробой основного промежутка инициируется вспомогательным пробоем по поверхности слюды, которая разделяет электроды поджигающего промежутка. Применение этой изоляционной прокладки позволяет снизить пробивное напряжение поджигающего промежутка. Время задержки срабатывания вакуумного разрядника ВИР-14 при диапазоне рабочего напряжения 5—20 кВ составляет 40 нс, фронт выходного импульса порядка 20 нс. Если к времени запаздывания не предъявляются жесткие требования, то для

получения импульсов с коротким фронтом и спадом устройства, предназначенные для формирования импульса, могут быть обособлены от устройств, предназначенных для укорочения фронта импульса [29]. При этом формирующее устройство генерирует импульс со сравнительно длинным фронтом, который затем укорачивается при помощи обостряющего разрядника [25] или при помощи длинных линий, содержащих нелинейные элементы и осуществляющих поглощение энергии на фронте импульса [30].

В устройстве, предложенном в [31], используется обостряющий разрядник, встроенный в разрыв внешнего провода (оболочки) коаксиального кабеля и уменьшающий длительность фронта импульса амплитудой 20 кВ с 15—20 нс до десятых долей наносекунды. Установка обостряющего разрядника в разрыв внешнего провода приводит к значительному упрощению его конструкции. Если

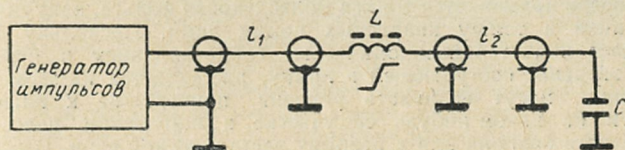


Рис. 3.4. Нелинейная индуктивность в схеме обострения фронта и спада импульса на несогласованной емкостной нагрузке.

этот разрядник размещается в середине разрядной линии, а заземления внешнего провода осуществлены у генератора импульсов и нагрузки, то появляется внешнее индуктивное сопротивление, шунтирующее разрядник. Можно обойтись без специальных мер по увеличению этого индуктивного сопротивления, если длительность обостряемого фронта не больше 15 нс, а общая длина разрядного кабеля превышает 8 м [31]. Разрядники применяются также для формирования спада высоковольтного импульса. Предложены схемы, в которых обострение фронта и спада осуществляется с помощью нелинейной индуктивности, выполняемой на разомкнутом ферритовом сердечнике [32]. В качестве примера на рис. 3.4 приведена схема обострения фронта и спада импульса на несогласованной емкостной нагрузке. Нелинейная индуктивность устанавливается в разрыве внутреннего провода на расстоянии от нагрузки, соответствующем времени насыщения феррита, причем время насыщения феррита больше длительности фронта исходного импульса и меньше самого импульса. Обострение переднего фронта происходит при быстром уменьшении индуктивности в процессе перемагничивания феррита напряжением волны, а обострение заднего фронта — за счет отражения части фронта импульса от емкости (напряжение в начале отраженной волны имеет обратную полярность) и перемагничивания феррита в обратном направлении на спаде импульса. Но поскольку индуктивность насыщенного дросселя на феррите включена последовательно в цепь передачи импульса, нельзя ожидать от этого метода укорочения фронтов ниже 2—5 нс.

3.4. ЛАМПЫ НАКАЧКИ

Среди различных современных способов накачки твердотельных ОКГ наибольшее распространение получил ламповый. Лампы характеризуются высоким к. п. д. преобразования электрической энергии в световую. Потери энергии на нагревание колбы лампы, ее электродов и на излучение, поглощаемое кварцевыми стенками колбы лампы, т. е. излучение с длинами волн короче 180 и длиннее 3500 нм, не превышают 25% энергии, поступающей в лампу [33].

В ОКГ, работающих в импульсном режиме, для накачки используются импульсные лампы, описанные в монографии [34]. Импульсные лампы наполняются обычно ксеноном, так как он обеспечивает более высокие по сравнению с другими инертными газами светотдачу и плотность излучения, что связано с низким потенциалом ионизации этого газа и его высоким атомным весом. В качестве токовыводов применяется тонкая молибденовая фольга, вакуумплотно вваренная в толщу кварцевых ножек ламп. Поскольку фольга обладает значительным омическим сопротивлением и некоторая доля энергии, поступающей в лампу, рассеивается на этом сопротивлении, могут возникать условия, приводящие к плавлению фольги на каком-нибудь ее участке и нарушению целостности кварцевого баллона или к разрыву электрической цепи. В импульсных лампах колпачковой конструкции оба конца кварцевой трубки вакуумплотно сочленяются с металлическими колпачками, которые одновременно являются наружными контактами, токовыводами и носителями рабочих электродов. Сопротивление колпачков ничтожно мало, однако температуроустойчивость колпачковых сочленений зависит от свойств составов, которыми склеивают стенки колпачков со стенками кварцевых трубок. Поэтому в лампах, предназначенных для работы в режиме повторных вспышек или в непрерывно горящих дуговых лампах, где температура колпачков превышает 150° С, колпачковое сочленение может стать уязвимым узлом лампы.

Импульсные лампы бывают следующих конструкций: спиральная, коаксиальная, прямолинейная, трубчатая, П-образная. Наибольшее распространение в современных конструкциях ОКГ получили прямолинейные трубчатые лампы. Применяются трубчатые лампы с длиной межэлектродного промежутка от 40 мм до нескольких метров с внутренним диаметром трубок 2—30 мм. Оптимальные давления ксенона в импульсных лампах, рассчитанных на использование в режиме одиночных вспышек, находятся в пределах 300—600 мм рт. ст. [33].

Хотя к. п. д. импульсных ламп достаточно высок, из общего количества световой энергии, излучаемой импульсной лампой, только 25% имеет спектральный состав, соответствующий полосам поглощения активной среды.

Для накачки ОКГ непрерывного действия применяют дуговые лампы постоянного горения. Так как в ОКГ непрерывного действия применяются активные среды с невысоким порогом возбуждения генерации, интенсивность излучения дуговых ламп может быть значительно ниже, чем у импульсных ламп. Поскольку при этом значительно снижается и плотность тока и плотность ионизированной плазмы, последняя сохраняет свою прозрачность и при достаточно высоких давлениях инертного газа в колбе лампы. Явление

поглощения собственного излучения плазмой (так называемое «чернение» излучения), имеющее место при сильноточных разрядах в импульсных лампах, здесь уже не играет значительной роли, поэтому в спектрах дуговых ламп наряду с фоном присутствуют весьма интенсивные линии нейтральных атомов [33]. Это означает, что при оптической накачке ОКГ непрерывного действия определяющим качеством инертного газа или другого вещества, применяемого для заполнения ламп, становится совпадение интенсивных линий испускания нейтральных атомов газа с полосами поглощения активных материалов. С этой точки зрения для накачки ОКГ на иттриево-алюминиевом гранате с неодимом наиболее целесообразными являются криптоновые лампы высокого давления. Применяются также ксеноновые лампы высокого давления (порядка 8 атм при комнатной температуре), ртутные сверхвысокого давления (сотни атмосфер в рабочем режиме) и йодные лампы накаливания. Интенсивность генерации иттриево-алюминиевого граната с неодимом примерно в два раза выше при накачке криптоновой лампой, чем ксеноновой или йодно-вольфрамовой при одной и той же подводимой к лампам электрической мощности [33]. В работе [35] вывод об эффективности криптоновых ламп для непрерывной накачки распространяется и на импульсные лампы, наполненные криптоном до давления 700 мм рт. ст. На основании экспериментальных данных, приведенных в [35], можно заключить, что если рассеиваемая лампой удельная мощность не превышает $0,8 \cdot 10^5$ Вт/см³, криптоновые лампы обеспечивают более высокую энергию лазера на иттрий-алюминиевом гранате, чем ксеноновые лампы с оптимальным для данного режима давлением ксенона 1000 мм рт. ст. Йодные лампы накаливания отличаются от ксеноновых и ртутных дуговых ламп высокой стабильностью излучения. В [36] сравниваются результаты непрерывной накачки иттриево-алюминиевого граната ксеноновой дуговой лампой и йодной лампой накаливания, питаемых постоянным током. Обнаружено, что во втором случае отсутствуют пикеты стимулированного излучения, а спектральная ширина линии генерации мала. В первом случае спектральная ширина изменялась от 50 до 150 кГц при изменении мощности, потребляемой ксеноновой лампой, от 450 до 1400 Вт. Излучение ОКГ имело пиковый характер, что обусловлено нестабильностью излучения ксеноновой лампы.

Основным электрическим параметром лампы является рабочее напряжение питания, которое снизу ограничивается напряжением зажигания U_z , а сверху — напряжением самопробоя U . Для некоторых ламп малых диаметров может быть указано также напряжение погасания разряда $U_{\text{п}}$. При малых значениях энергии вспышки, при которых канал импульсного разряда не успевает расшириться по всему сечению лампы, $U_{\text{п}}$ становится соизмеримым с U_z . Для больших ламп с широкой разрядной трубкой при энергиях, достаточных для заполнения сильноточным разрядом ее сечения, $U_{\text{п}} \ll U_z$, т. е. величиной $U_{\text{п}}$ можно пренебречь [37]. Важным электрическим параметром лампы является напряжение поджига. Поджигающий импульс предназначен для образования ионизированной плазмы между электродами лампы, обладающей определенной проводимостью, по которой происходит развитие основного мощного разряда. Параметры поджигающего импульса — амплитуда наибольшей полуволны (при высокочастотном заполнении импульса,

и ее длительность — оговариваются в технических условиях для каждой лампы. Большое значение для разработки источников питания ОКГ, работающих в непрерывном режиме, имеют вольтамперные характеристики ламп. Эти же характеристики имеют значение для правильного проектирования схем поджига, в частности схем дежурной дуги, а также для предотвращения дугового режима импульсных ламп. На рис. 3.5 приведены статические вольтамперные характеристики двух импульсных ламп ИФП-800. Эти характеристики в качественном отношении типичны для большинства

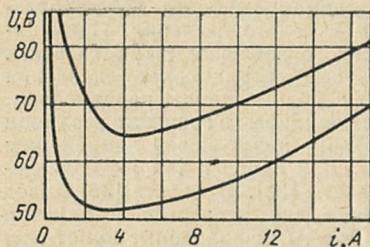


Рис. 3.5. Статические вольтамперные характеристики импульсных ламп ИФП-800.

газоразрядных ламп. Для участка характеристики в диапазоне плотностей тока от 100 до 10 000 А/см² справедлива следующая зависимость удельного сопротивления импульсной лампы от плотности тока [38]:

$$\rho_{\text{л}} = 1,15 j^{-0,5} \text{ [Ом} \cdot \text{см]}. \quad (3.1)$$

Соответствующая формула для сопротивления лампы в функции мгновенного значения тока имеет вид:

$$R_{\text{л}} = 1,3 (l/d) i^{-0,5}, \quad (3.2)$$

где l — расстояние между электродами лампы; d — внутренний диаметр лампы. Согласно экспериментальным данным, приведенным в [39], при $j = 1000 \div 8000$ А/см², зависимости удельного сопротивления от плотности тока соответствует выражение

$$\rho_{\text{л}} = (0,8 \div 0,9) j^{-(0,55 \div 0,50)},$$

а при плотностях тока $j = 9 \div 15$ кА/см² удельное сопротивление плазмы более слабо зависит от плотности тока. Поскольку при увеличении тока удельное сопротивление лампы уменьшается, некоторому минимальному значению удельного сопротивления при определенной длительности импульса соответствует режим максимальной нагрузки, при превышении которой лампа может выйти из строя. В качестве критерия для оценки нагрузки ламп можно принять электрическую мощность, приходящуюся на единицу площади излучающей поверхности ламп. В [38] показано, что в лампах большего сечения удельная мощность будет выше, чем в лампах меньшего сечения при одной и той же плотности тока. Поэтому для создания одинаковых условий по рассеиваемой мощности максимальная плотность тока должна быть меньше при увеличении диаметра ламп, соответственно должно быть больше

их минимальное удельное сопротивление. На основании данных эксперимента, проведенного с целью определения параметров режима максимальной нагрузки ламп различного сечения [38], можно заключить, что минимальное удельное сопротивление ламп должно возрастать на 0,0068 Ом·см на каждый сантиметр приращения диаметра ламп:

$$\Delta\rho_{\text{л мин}}/\Delta d = 0,0068 \text{ [Ом·см/см]}. \quad (3.3)$$

Для импульсных ламп, имеющих внутренний диаметр 0,7 см, минимально допустимое удельное сопротивление согласно [40] равно 0,014 Ом·см при длительности импульса, указанной в технических условиях на лампу. Зная минимальное удельное сопротивление ламп малого сечения, можно найти $\rho_{\text{мин}}$ для ламп большего сечения, например для лампы ИФП-20000 ($d = 1,6$ см):

$$\rho_{\text{л мин}} = 0,014 + (1,6 - 0,7) 0,0068 = 0,20 \text{ Ом·см}.$$

При эксплуатации импульсных ламп в ОКГ остро встает проблема их долговечности. Наиболее существенное влияние на долговечность оказывает величина энергии вспышки, точнее, отношение рабочей энергии вспышки E к предельной энергии лампы $E_{\text{пред}}$, которую она может выдержать. Отношение $E/E_{\text{пред}}$ носит название коэффициента нагрузки. Верхний предел энергии определяется размерами лампы и длительностью приложенного импульса, определяемого соотношением параметров разрядного контура [14]:

$$E_{\text{пред}} = 1,2 \cdot 10^4 d l t_{\text{и}}^{0,5}, \quad (3.4)$$

где E , Дж; d , см; l , см; $t_{\text{и}}$, с.

Соотношения между сроком службы лампы и коэффициентом нагрузки, по данным [41], представлены в табл. 3.11.

По мере увеличения времени работы лампы уменьшается доля энергии, излучаемая лампой, от общей электрической энергии накопителя. Уменьшение энергии излучения обусловлено возрастанием потерь в элементах конструкции лампы. В результате эрозии электродов на внутренней поверхности оболочки лампы образуются налеты и микротрещины, что в конечном счете приводит к уменьшению ее прозрачности и к дальнейшему нарастанию потерь [42]. Продукты эрозии электродов играют важную роль в механизме разрушения стенок колбы в особенности для мощных ламп. Одной из причин разрушения ламп, наряду с термоударом и действием эрозии электродов, может быть ударная волна [38, 42, 43] при средней скорости нарастания тока, превышающей 100 А/мкс. Для импульсных ламп в качестве критериев долговечности в технических условиях указывается обычно верхний допустимый предел напряжения зажигания лампы и нижний допустимый предел освечения вспышки.

При выборе типа ламп и определении их количества руководствуются типом активного элемента и требуемыми выходными параметрами ОКГ, по которым определяется необходимая величина

Таблица 3.11

$E/E_{\text{пред}}$	Число вспышек
1,0	0—10
0,7	10—10 ²
0,5	10 ² —10 ³
0,4	10 ³ —10 ⁴
0,3	10 ⁴ —10 ⁵

Таблица 3.12

Тип лампы	Энергия вспышки, Дж	Рабочее напряжение, В	Частота следования импульсов, 1/с	Длительность вспышки наименьшая, мкс	Срок службы, тыс. вспышек	Напряжение зажигания не более, В	Напряжение самопробоя не менее, В	Емкость накопителей, мкФ	Индуктивность разрядного контура, мкГн	Размеры: расстояние между электродами, внутренний диаметр, мм	Охлаждение
ИСП-2000	300	1100	6,25	550	100	500	2000			80×6,6	Водяное 3м/с
ИСПТ-6000	600	1450	10	800	36	600	3000	600	100	120×7	То же
ИФП-400	400	1900	1/30	500	5	700	2200	220	150	40×5	Естественное
ИФП-800	800	1600	1	600±50	6	700	2500	600	150	80×7	Водяное 5—8 л/мин
ИФП-1000	1 000	900	1/30	500	10	600	2500	2500		80×7	Естественное
ИФП-1200-2	800	2000	1/8	500	5	700	2500	400	100	120×7	То же
ИФП-2000	2 000	1500	1	750	5	600	2000	1800	45	130×11	Принудительное воздушное 10 м/с
ИФП-5000-2	5 000	3000	1/10	800	5	1500	3500	1100	100	250×11	Водяное
ИФП-8000	8 000	2600	1/30	1500	5	1800	3500	2400	140	250×16	Естественное
ИФП-20000	20 000	4650	1/30	1500	5	2000	6000	1850	140	580×16	То же
ИФП-20000	13 000	4650	1/30	800	5	2000	6000	1200	70	580×16	»
ИФП-40000	40 000	5000	1/30	1800	5	3000	7500	3200	60	1000×16	»
ИФП-40000	25 000	5000	1/30	1400	5	3000	7500	2000	40	1000×16	»

световой энергии для возбуждения активного элемента и необходимый спектральный состав излучения. В работе [41] приведена диаграмма для расчета параметров однолампового ОКГ. В табл. 3.12 представлена сводка важнейших параметров импульсных ламп, которые используются в расчетах электрических схем ОКГ.

В ОКГ часто вместо одной лампы приходится применять несколько ламп с их последовательным или параллельным соединением, а также с раздельным включением на выделенные секции накопителя энергии. Выбор схемы включения ламп в каждом конкретном случае определяется условиями согласования ламповой нагрузки с накопителем при учете потерь энергии на внутреннем сопротивлении накопителя и в подводящих проводах. Из экспериментальных данных, приведенных в [44], следует, что преобразование запасенной электрической энергии в энергию излучения при последовательном соединении ламп происходит с более высоким к. п. д. по сравнению со случаем параллельного включения. Причиной уменьшения к. п. д. во втором случае (в 1,5 раза) является перераспределение полезной энергии и энергии потерь в сторону увеличения потерь во внешнем контуре лампы.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ОКГ

4.1. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

Электрические схемы ОКГ, работающего в режиме свободной генерации, служат для периодического накопления энергии, потребляемой от сети, и преобразования ее в энергию мощных световых импульсов, предназначенных для оптической накачки активного тела. Основными

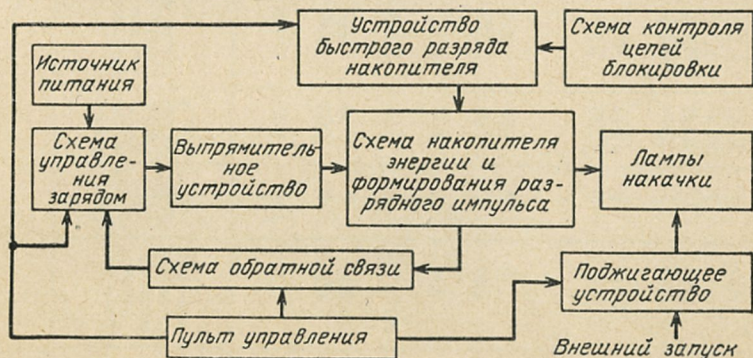


Рис. 4.1. Функциональная схема электрического устройства ОКГ.

узлами электрических схем ОКГ являются: накопитель энергии, лампы накачки, устройства для управления режимом заряда накопителя и формирования разрядных импульсов с необходимой периодичностью.

На рис. 4.1 представлена функциональная схема устройства с емкостным накопителем энергии. Функции схемы управления зарядом — включение источника питания, управление режимом заряда, отключение от сети при достижении заданного напряжения, поддержание напряже-

ния накопителя на заданном уровне. Устройства управления зарядом могут быть включены не только в первичной цепи источника питания, как показано на функциональной схеме, но и в любом другом участке силовой цепи, например между выпрямителем и накопителем. Выпрямитель осуществляет преобразование переменного напряжения в условиях больших перепадов между значениями эквивалентного сопротивления нагрузки в начале и в конце процесса заряда накопителя, что соответствует изменению режима выпрямителя от короткого замыкания до холостого хода.

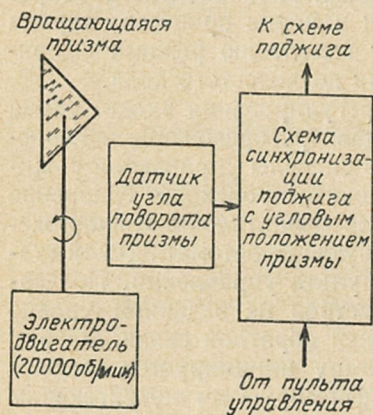
В контур автоматического регулирования входит схема обратной связи, осуществляющая преобразование измеряемого напряжения накопителя в сигналы управления режимом заряда. В схеме обратной связи происходит сравнение напряжения накопителя с задаваемым эталонным напряжением. Задание параметров, требующих автоматической стабилизации, осуществляется с пульта управления. Поддержание стабилизируемых параметров на заданном уровне осуществляется с помощью цепей обратной связи. Разряд накопителя на импульсную лампу инициируется высоковольтным импульсом поджига, формируемым поджигающим устройством.

Схема формирования разрядных импульсов содержит емкостной накопитель, катушку индуктивности и импульсную лампу. В мощных ОКГ, осветители которых состоят из нескольких ламп, схема формирования расчленяется на отдельные секции, каждая из которых образует разрядный контур одной лампы или группы последовательно соединенных ламп. Схемы формирования обеспечивают получение разрядных импульсов тока определенной амплитуды и формы.

Устройство быстрого разряда накопителя осуществляет сброс напряжения с накопителя по команде с пульта, а также автоматический сброс при исчезновении напряжения в сети и при размыкании цепей блокировок, контролирующих ограждение токоведущих высоковольтных цепей.

Электрические схемы моноимпульсных ОКГ содержат устройства, обеспечивающие скачкообразное, кратковременное изменение добротности резонатора ОКГ в соответствии с заданным законом и с необходимой задержкой по отношению к моменту поджига импульсной лампы. В схеме ОКГ с вращающейся призмой полного внутреннего отражения в качестве привода призмы используется электродви-

гатель, обеспечивающий скорость вращения 20 000—40 000 об/мин. Чтобы согласовать определенное положение призмы с моментом поджига импульсной лампы и обеспечить этим модуляцию добротности с заданным временным сдвигом по отношению к началу накачки, запуск поджигающего устройства производится от схемы синхронизации в момент



совпадения вращающейся вместе с призмой «метки» с датчиком угла поворота. Функциональная схема ОКГ с вращающейся призмой соответствует рис. 4.1 с учетом добавления схемы синхронизации поджига с импульсом датчика поворота и схемы электропривода призмы (рис. 4.2).

Рис. 4.2. Функциональные узлы электрической схемы ОКГ с вращающейся призмой.

Для управления электрооптическими элементами в схемах моноимпульсных ОКГ используются высоковольтные импульсные генераторы наносекундной длительности

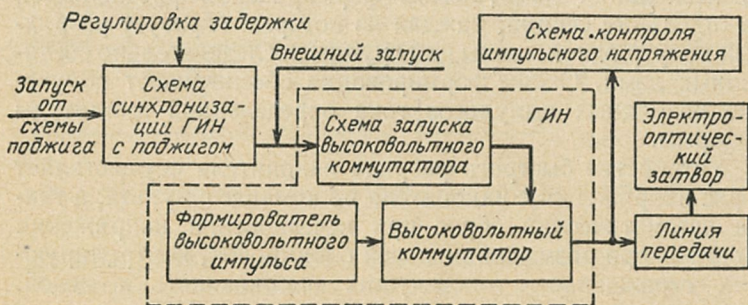


Рис. 4.3. Функциональные узлы электрической схемы ОКГ с электрооптическим затвором.

(ГИН). Функциональная схема моноимпульсного ОКГ также соответствует рис. 4.1 с учетом добавления ГИН и согласующих устройств, приведенных на рис. 4.3. При подаче

на импульсную лампу поджигающего импульса происходит запуск схемы синхронизации, выходной импульс которой задерживается по отношению к импульсу поджига на время, необходимое для получения максимальной мощности на выходе ОКГ. Выходной импульс схемы синхронизации запускает высоковольтный коммутатор, осуществляющий подключение формирователя высоковольтных наносекундных импульсов к передающей коаксиальной линии, соединяющей ГИН с электрооптическим затвором. Контроль амплитуды высоковольтных импульсов осуществляется с помощью схемы измерения импульсного напряжения.

В схемах с электрооптическими затворами предусматривается возможность регулировки задержки по отношению к импульсу поджига. Предусматривается также внешний запуск ГИН.

Длительность переднего фронта высоковольтного импульса в твердотельных ОКГ должна быть 1—20 нс. Длительность высоковольтного импульса ГИН в общем случае выбирается в соответствии с временем развития моноимпульса и должна быть 100—500 нс. В схемах моноимпульсных ОКГ могут применяться также электровзрываемые пленочные затворы. Рассмотренная выше функциональная схема соответствует также и управлению пленочным затвором.

4.2. ЗАРЯДНЫЙ КОНТУР ЕМКОСТНОГО НАКОПИТЕЛЯ

Зарядный контур обеспечивает передачу энергии из питающей сети в емкостной накопитель. Обязательными элементами зарядного контура, помимо накопителя, являются выпрямитель, коммутатор зарядной цепи и ограничитель зарядного тока. В большинстве схем (с питанием от промышленной сети переменного тока) требуется применение повышающего трансформатора. Кроме того, зарядный контур, как правило, содержит элементы для регулирования режима заряда.

Схемы заряда емкостных накопителей можно разделить на три группы. К первой группе относятся схемы заряда через активное или реактивное балластное сопротивление. Ко второй группе отнесены схемы колебательного заряда с буферной емкостью. В третьей группе объединяются

схемы, содержащие преобразователь источника напряжения в источник неизменного зарядного тока.

Рассмотрим схемы заряда с ограничивающим (балластным) сопротивлением. Простейшая схема заряда, в которой в качестве ограничителя зарядного тока используется активное сопротивление, представлена на рис. 4.4. Эта схема имеет низкий к. п. д. заряда — не более 50% и поэтому применяется в установках с малой потребляемой от сети средней

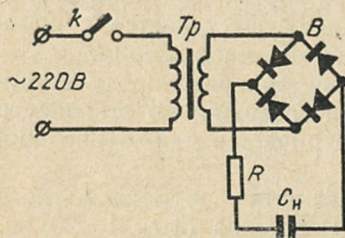


Рис. 4.4. Схема зарядного контура емкостного накопителя с активным балластным сопротивлением.

мощностью. Если ограничить область применения этой схемы максимальной потребляемой мощностью 500 Вт, то окажется, что многие выпускаемые в настоящее время ОКГ с выходной энергией до $2 \cdot 10^3$ Дж и с интервалами между импульсами порядка 20 с могут иметь зарядный контур, выполненный по простейшей схеме. Следует учесть, что стандартные резисторы типа ПЭВ на 50—150 Вт имеют высокие показатели по удельной мощности.

Исходными данными для расчета зарядного контура обычно являются: емкость накопителя C_n , напряжение емкостного накопителя U_{C_n} , частота следования разрядных импульсов, время деионизации импульсной лампы, диапазон регулирования напряжения емкостного накопителя. При заряде до 95% от амплитуды питающего напряжения величина балластного сопротивления определяется по приближенной формуле

$$R_b \approx t_3 / (k C_n), \quad (4.1)$$

где $k = 12; 6; 3$ соответственно для однофазной однополупериодной, однофазной двухполупериодной [1] и трехфазной двухполупериодной схем выпрямления; t_3 — максимальное время заряда, соответствующее заданной частоте следования импульсов.

Среднее значение напряжения накопителя в процессе заряда можно определить по приближенной

формуле [1]

$$U_c = U_{\text{макс}} \frac{1,27t_3/\tau}{k/3 + t_3/\tau}, \quad (4.2)$$

где $U_{\text{макс}}$ — амплитудное значение питающего напряжения; $\tau = R_0 C_H$. Бросок тока в начале зарядного процесса определяется отношением амплитуды питающего напряжения к величине балластного сопротивления.

С целью увеличения к. п. д. заряда в некоторых случаях применяют плавное или ступенчатое повышение питающего напряжения. Наиболее просто этот способ заряда может быть осуществлен при питании накопителя от автономного генератора, закон изменения выходного напряжения которого задается регулятором возбуждения. Применяются также схемы с автотрансформатором, снабженным моторным или ручным приводом, а также схемы формирования ступенчатого питающего напряжения на основе тиристоров. Как показано в [2], если входное напряжение содержит четыре одинаковых последовательных ступеньки и их длительность превышает постоянную времени цепи заряда RC , то к. п. д. возрастает до 80%.

Применение индуктивных ограничителей зарядного тока, устанавливаемых в цепи переменного тока (до выпрямителя), целесообразно при малых, порядка 0,1—1 с, интервалах между импульсами ОКГ. (При питании от сети с частотой 400 Гц этот диапазон может быть значительно шире.) Схемы с индуктивным ограничителем наиболее рациональны в том случае, когда функции индуктивного ограничителя выполняет индуктивное сопротивление рассеяния повышающего трансформатора. Простым способом увеличения сопротивления рассеяния трансформатора в 5—7 раз, не приводящим к существенному возрастанию габаритов и веса, является размещение первичной и вторичной обмоток на разных стержнях П-образного сердечника [3].

Методы расчета схем заряда с индуктивным ограничителем рассмотрены в работах [4, 5]. Характер изменения напряжения и тока накопителя почти такой же, как и при активном балластном сопротивлении, поэтому для предварительных расчетов можно пользоваться приведенными выше формулами (4.1) и (4.2), заменив в них R_0 на ωL (или на $\sqrt{\omega^2 L^2 + R^2}$, при учете активного сопротивления балластного дросселя). Начальный бросок тока во вторичной цепи трансформатора может быть в два раза выше, чем при

активном балластном сопротивлении, за счет наложения свободной составляющей вторичного тока трансформатора, которая при реальных соотношениях активного и реактивного сопротивлений дросселя или трансформатора затухает в течение 4—5 периодов после включения [5].

В [6] рассмотрена зарядная цепь емкостного накопителя, в которой функции балластного сопротивления выполняет конденсатор. Поскольку этот же конденсатор является входным в схеме удвоения напряжения (рис. 4.5), в некоторых случаях можно обойтись без повышающего трансформатора. При питании от сети 220 В максимальное напряжение

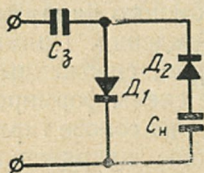


Рис. 4.5. Зарядная цепь с емкостным ограничителем и удвоением напряжения.

на накопителе составит 600 В, а при использовании сети 380 В — соответственно 1000 В. Для определения времени заряда можно воспользоваться приближенной формулой (4.2), подставляя туда $k = 12$ и $\tau = C_n/\omega C_3$.

Схемы колебательного заряда применяются в комбинации с источником постоянного напряжения или с буферной конденсаторной батареей, работающей в режиме частичного разряда и выполняющей роль источника практически постоянного напряжения. Такая схема пригодна для лазеров с частотой следования световых импульсов 20—100 Гц и выше, где величина энергии накачки невелика, что предопределяет небольшие размеры буферной емкости. На рис. 4.6 представлена основная схема резонансного заряда, на основе которой могут быть проанализированы более сложные и более эффективные частотные схемы, предложенные в работе [7]. При питании от сети 220 В (или 380 В) с целью повышения напряжения до уровней, обеспечивающих рабочий режим лампы, конденсаторы буферной батареи и выпрямители D_1 и D_2 соединяются по схеме удвоения напряжения. Первоначальный заряд буферной батареи происходит с участием ограничивающего сопротивления R_3 , которое в рабочем режиме закорачивается. При включении тиристора $УД$ в контуре, образованном буферной емкостью, емкостью накопителя, индуктивностью

и активным сопротивлением катушки, происходит колебательный процесс, который заканчивается в конце первого полупериода при изменении направления тока и запираании тиристора. Энергетические и электрические параметры схем с буферной емкостью зависят от соотношения емкости буфера и основного накопителя, а также от добротности катушки.

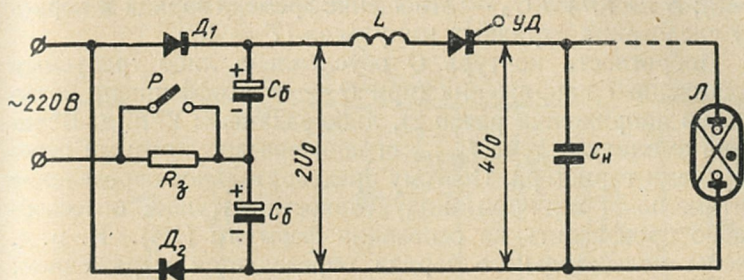


Рис. 4.6. Основная схема резонансного заряда.

Буферная батарея составляется из электролитических конденсаторов, поскольку переменная составляющая напряжения на ее зажимах невелика. С целью улучшения экономических показателей схемы, а также уменьшения пульсаций напряжения на буферной батарее до допустимых для электролитических конденсаторов пределов, величину буферной емкости выбирают исходя из соотношения

$$C_{\text{б}} = (7 \div 10) C_{\text{н}}.$$

Метод расчета схемы колебательного заряда, питаемой от источника постоянного напряжения, приведен в [8]. В [9] приведен расчет схемы с буферной емкостью при бесконечно большой добротности колебательного контура. Формулы для расчета реальной схемы, которые приведены ниже, получены при сопоставлении [8] и [9]:

$$U_{\text{н макс}} = \frac{2U_0 C_{\text{б}}}{C_{\text{б}} + C_{\text{н}}} (1 - e^{-\pi/2Q}), \quad (4.3)$$

$$I_{\text{макс}} = \frac{2U_0}{\rho_3} e^{-\pi/4Q}, \quad (4.4)$$

$$I_{\text{ср}} = \frac{2U_0}{\rho_3} \frac{\gamma S}{\pi}, \quad (4.5)$$

$$I_{\text{эфф}} = \frac{2U_0}{\rho_3} e^{-\pi/4Q} \sqrt{\frac{S}{2}}, \quad (4.6)$$

где $2U_0$ — напряжение на буферной емкости; $U_0 = \sqrt{2}U_{\text{эфф}}$ — амплитуда напряжения сети; $\gamma = 1 + e^{-\pi/2Q}$ — коэффициент повышения напряжения; $\rho_3 = \sqrt{\frac{L(C_6 + C_H)}{C_6 C_H}} = \sqrt{\frac{L}{C_9}}$ — характеристическое сопротивление контура; $Q = \rho_3/R$ — добротность контура (обычно $Q \gg 2$); $S \approx \pi f / \sqrt{LC_9}$ — отношение времени заряда к периоду следования зарядных импульсов ($T = 1/f$).

Добротность контура Q обусловлена либо требуемым повышением напряжения (при $Q \rightarrow \infty$ коэффициент повышения напряжения равен 2), либо заданным к. п. д. Величина амплитуды тока $I_{\text{макс}}$ ограничена допустимыми перегрузками тиристора. Поэтому предварительное определение оптимальной величины индуктивности катушки целесообразно производить на основании формулы (4.4). К. п. д. схемы колебательного заряда определяется выражением, в котором учтено конечное значение буферной емкости:

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{C_6}{C_6 + C_H} \gamma. \quad (4.7)$$

Отнесенные к третьей группе схемы, содержащие индуктивно-емкостные преобразователи источника напряжения в источник неизменного зарядного тока (ИЕП), просты, надежны и обеспечивают оптимальный закон изменения зарядного тока и напряжения накопителя. Принцип работы ИЕП может быть пояснен на примере Г-образной схемы Бушера (рис. 4.7, а), обладающей, несмотря на свою простоту, основным свойством ИЕП — стабилизировать ток нагрузки при ее изменении [10]. Ток нагрузки этой схемы при питании синусоидальным напряжением с амплитудой \dot{U}_1 , выражается следующим образом:

$$\dot{I}_H = \dot{U}_1 \frac{1}{j\omega L + Z_H(1 - \omega^2 LC)}.$$

Если L и C выбраны из условия резонанса при частоте приложенного напряжения ω , т. е. $\omega^2 LC = 1$, то ток нагрузки не зависит от величины сопротивления нагрузки $\dot{I}_H = \dot{U}_1 / (j\omega L)$.

Таким образом, ИЕП обладает вольтамперной характеристикой источника тока. В схемах заряда накопителей могут быть использованы Т-образные схемы ИЕП, приведенные на рис. 4.7, б, в. Их основные положительные каче-

ства — простота осуществления тиристорного управления уровнем предзарядного напряжения, малый ток короткого замыкания, хорошее согласование с преобразователями постоянного напряжения в переменное, возможность снижения установленной мощности реактивных элементов.

Зарядный контур в схеме с многоламповым осветителем.
В связи с тем что осветители для ОКГ с большой выходной

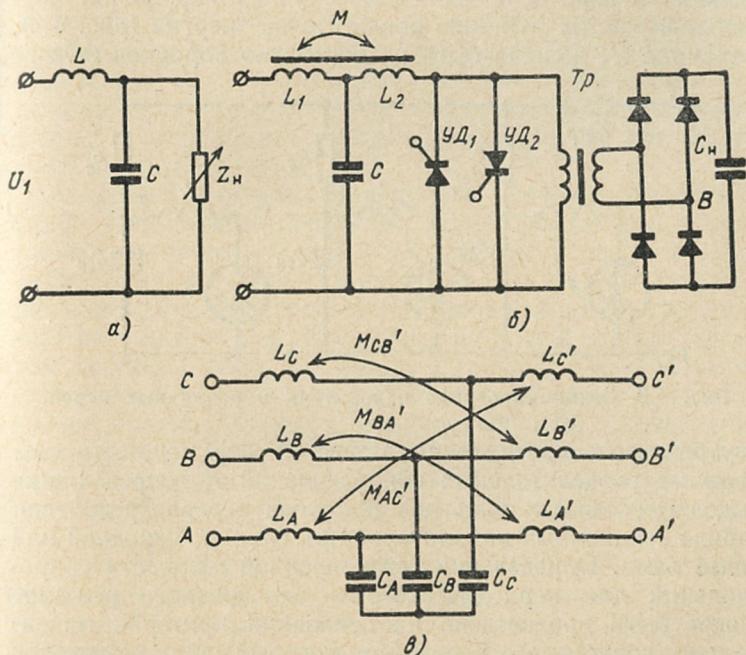


Рис. 4.7. Схемы индуктивно-емкостных преобразователей:

а — Г-образная схема Бушера; б — Т-образный ИЕП с тиристорным управлением режимом заряда накопителя; в — трехфазный Т-образный ИЕП с междоузловыми связями.

энергией состоят из нескольких ламп накачки, построение их зарядных цепей имеет некоторые особенности. Конструктивно батарея накопителей выполняется в виде секций C_H , каждая из которых питает свою лампу накачки или группу последовательно соединенных ламп. Секционирование осуществляется с помощью разделительных резисторов и имеет целью, во-первых, исключить перераспределение энергии при вспышке ламп, обусловленное разбросом

сопротивлений проводов и сопротивлений ламп, во-вторых, исключить разряд всей батареи на одну лампу при самопробое, и, в-третьих, разделить накопители.

При секционировании зарядное сопротивление выполняется из общего для всех секций сопротивления $Z_{огр}$, участвующего только в процессе заряда, и включенных в зарядную цепь каждой секции сопротивлений R_c , выполняющих в перечисленных выше случаях нарушений нормальной работы функцию поглотителей энергии (рис. 4.8). Величина R_c должна быть на несколько порядков больше

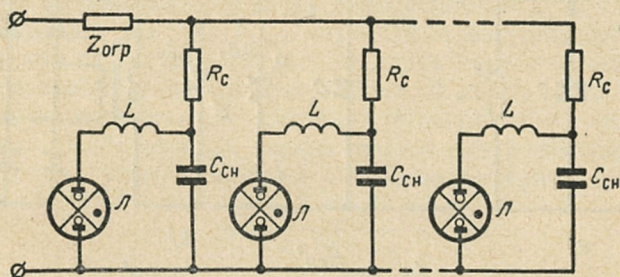


Рис. 4.8. Секционирование накопителя и разрядных цепей.

внутреннего сопротивления лампы. Выбор мощности секционных разделительных сопротивлений R_c определяется выделяемой в них энергией в случае перераспределения заряда секционных накопителей при самопробое одной или более ламп. Определение установленной мощности сопротивлений для периодического и однократного режимов может быть произведено на основании критерия максимально допустимого перегрева, который для резисторов типа ПЭВ составляет 300°C .

Для расчета амперсекундных характеристик, соответствующих этому критерию, используется экспериментально определяемая постоянная времени нагрева сопротивления номинальным током, а ток при кратковременном режиме определяется по формуле

$$I_{кр} = \frac{I_{пр}}{\sqrt{1 - e^{-t_0/\tau_n}}},$$

где t_0 — время нахождения электрического сопротивления под током, с; $I_{пр}$ — продолжительный ток при перегреве 300°C ; T_n — постоянная времени нагрева, с.

Для значений $t_0 < \tau_n$ эту формулу можно упростить.

$$I_{кр}^2 R t_0 = I_{пр}^2 R \tau_n = P_n \tau_n = E_{макс},$$

где $E_{макс}$ — максимально допустимая энергия, рассеиваемая на сопротивлении R , независимо от формы импульса; P_n — номинальная мощность сопротивления. Для сопротивлений ПЭВ-100 постоянная времени нагрева составляет примерно 60 с. Это дает $E_{макс} = 6000$ Дж. Допустимую энергию при очень коротких импульсах более правильно определять экспериментально, учитывая последствия воздействия на сопротивление не только нагрева, но и термоудара, приводящего к растрескиванию эмали при многократных воздействиях.

Способы предотвращения дугового режима импульсных ламп. При больших скоростях заряда накопителя, характерных для частотных ОКГ, существует опасность перехода импульсных ламп в режим непрерывного дугового разряда, или появления самопробоев при напряжениях ниже рабочего напряжения [11]. Это объясняется тем, что при слишком коротком интервале между разрядом и последующим приложением рабочего напряжения не успевают произойти процессы деионизации и охлаждения газа, охлаждения электродов и стенок баллона, после которых лампа принимает исходные изолирующие свойства. Время восстановления электрической прочности импульсных ламп составляет 2—15 мс.

Если амплитуда тока заряда емкостного накопителя превышает некоторую минимальную величину, соответствующую току погасания дуги, то в этом случае режим горения дуги становится непрерывным. Очевидно, при аperiodическом режиме разряда с затянутым спадом вероятность возникновения непрерывного дугового режима возрастает, так как ток заряда накопителя имеет ту же полярность, что и разрядный импульс.

Схемные способы устранения дугового режима заключаются в применении тиристоров в цепях заряда накопителей, обеспечивающих отключение импульсной лампы и накопителя от источника питания на время вспышки и деионизации. Другим схемным способом устранения дугового режима является питание накопителей прерывистым током и подача поджигающих импульсов в паузах между зарядными импульсами. Последний способ наиболее просто осуществляется при использовании в качестве нагрузки двух

импульсных ламп. Это дает возможность применить два накопителя с питанием их через однополупериодные выпрямители. Для создания режима прерывистого заряда при трехфазном питании необходимо применять специальные схемы соединения вторичных обмоток трансформаторов. Схемы с ИЕП, представленные на рис. 4.7, б, в, имеют малый ток короткого замыкания, который не опасен для источника питания и зарядной схемы при переходе лампы в режим непрерывного горения.

К зарядному контуру относится также схема быстрого разряда емкостного накопителя. Необходимость быстрого снятия напряжения с заряженного накопителя возникает при выключении прибора, при исчезновении напряжения в сети, при нарушении блокировок, а также в аварийных ситуациях. Схема состоит из вакуумного высоковольтного реле типа ВВ-5, нормально-замкнутый контакт которого включается последовательно с гасящим сопротивлением, обеспечивающим разряд накопителя в течение 10 с.

4.3. СХЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ЗАРЯДОМ НАКОПИТЕЛЬНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

В большинстве схем зарядного контура предусматривается регулирование уровня предзарядного напряжения накопителя и автоматическое отключение накопителя от источника питания при достижении заданного уровня напряжения. Поскольку главное назначение этих схем — обеспечение постоянства напряжения от вспышки к вспышке, они содержат узел релейной обратной связи и, таким образом, осуществляют импульсную стабилизацию выходных параметров накопителя. Имеется разновидность схем этого типа, когда после достижения заданного напряжения происходит периодический подзаряд до заданного уровня. Применение подобных схем регулирования целесообразно при больших утечках накопителей и в приборах с высокой точностью поддержания постоянства напряжения. Более сложными являются схемы стабилизации энергии накопителя или выходной энергии ОКГ. Так, например, в задачу стабилизатора выходной энергии входит преобразование сигнала от фотоприемника, на который поступает часть энергии излучения ОКГ, в электрический сигнал. Далее

этот сигнал, пропорциональный энергии излучения, сравнивается с эталонным напряжением и в зависимости от величины разбаланса воздействует на зарядное устройство для установления необходимого уровня энергии, запаасаемой в накопителе.

В ОКГ с большой выходной энергией, которые, как правило, работают с малой частотой следования импульсов, применяются исполнительные устройства релейного типа — магнитные пускатели (ПМЕ211) для коммутации первичных цепей и вакуумные высоковольтные реле (ВВ-20 и ВВ-5) для коммутации высоковольтных цепей. В качестве исполнительных элементов, управляющих режимом заряда, широко применяются тиристоры. На рис. 4.9 представлены некоторые способы включения тиристоров, предназначенных для коммутации зарядных цепей, содержащих балластное активное или реактивное сопротивление (на рисунках для определенности указано активное сопротивление).

На рис. 4.9, а представлена схема управления, в которой два встречно-параллельных тиристора (они могут быть заменены одним симистором) включены в первичную цепь повышающего трансформатора. Тиристоры с высоким обратным напряжением допускают включение по схеме, показанной на рис. 4.9, б. Особенностью рассмотренных схем является прерывистый характер пропускаемого тиристорами тока, поэтому после прекращения подачи управляющих импульсов при изменении направления тока они переходят в запертое состояние в момент перехода тока через нуль. Конденсатор $C_{ш}$ и резистор $R_{ш}$ устанавливаются с целью защиты выпрямителя B и тиристора $УД$ от импульсных перенапряжений, источником которых является сеть. При трехфазном питании (рис. 4.9, в) выпрямленный ток непрерывен при напряжениях на накопителе, не превышающих 87% амплитудного значения напряжения на вторичной обмотке трансформатора, что вынуждает дополнить схему для целей регулирования ветвью искусственной коммутации, содержащей шунтирующий тиристор $УД_{ш}$. Включение схемы производится подачей управляющего импульса на тиристор $УД$, а прекращение заряда — включением тиристора $УД_{ш}$. После заряда емкости $C_{ш}$ тиристор $УД_{ш}$ запирается. На рис. 4.9, г представлена трехфазная схема с управляемым выпрямителем, в котором катодная группа вентилей состоит из тиристоров, а анодная — из неуправляемых диодов.

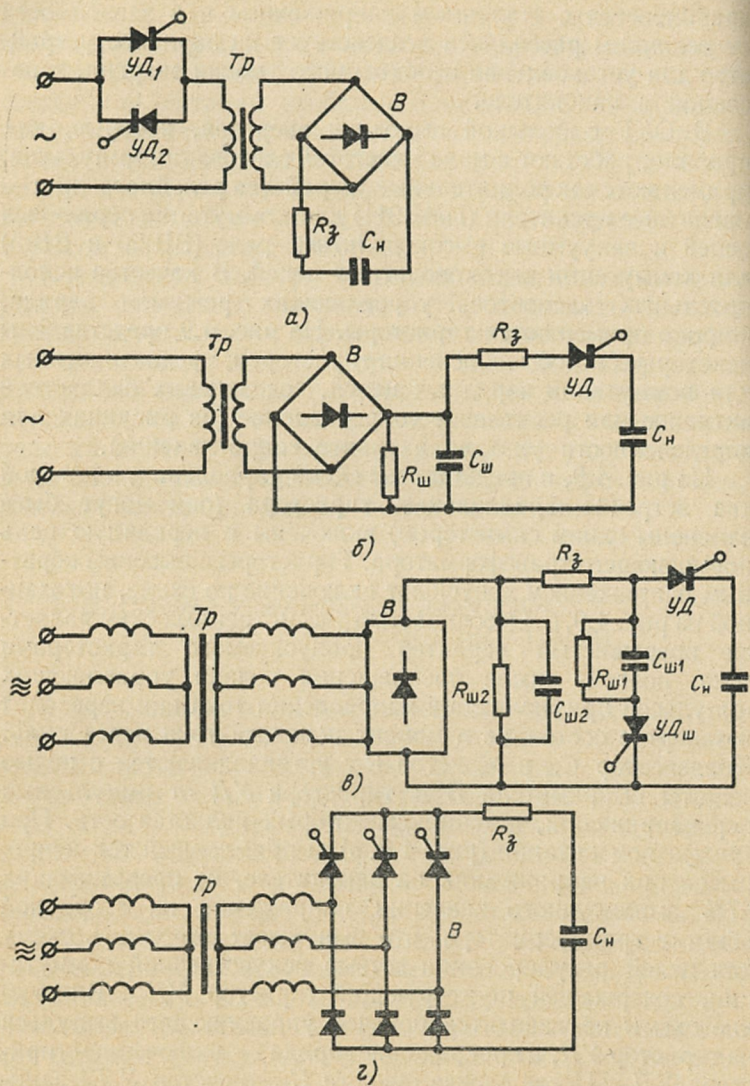


Рис. 4.9. Способы включения тиристоров для коммутации заряженных цепей.

Управление процессом заряда в схемах, содержащих ИЕП, осуществляется встречнопараллельными тиристорами, включаемыми параллельно первичной обмотке повышающего трансформатора, (в общем случае — параллельно выходу ИЕП) (см. рис. 4.7, б). Этот способ управления имеет преимущество перед ранее рассмотренными (рис. 4.9, а, б, г), так как обеспечивает прекращение зарядного процесса в момент подачи управляющего импульса, в то время как у схем с последовательно включенным тиристором момент прекращения управляющего воздействия может не совпадать с моментом перехода тока питания через нуль. Управление уровнем энергии накопителя в схеме резонансного заряда может осуществляться по схеме рис. 4.10, а. На выходе схемы обратной связи, состоящей из квадратичных усилителей 1, 2 и сумматора 3, формируется сигнал, пропорциональный суммарной энергии, запасенной в зарядной индуктивности L и емкости накопителя C_n . Этот сигнал сравнивается с эталонным напряжением U_y в пороговой схеме управления, выдающей сигнал на запирающее устройство (либо на включение цепи искусственной коммутации). Энергия, запасенная в индуктивности к моменту запирающего устройства, переходит в емкостной накопитель через обратный диод D .

Другой способ управления уровнем напряжения в схеме резонансного заряда, основанный на использовании шунтирующего тиристора и обеспечивающий упрощение схемы управления и высокий к.п.д., иллюстрируется рис. 4.10, б. В этой схеме заряд накопительной емкости начинается при включении тиристора $УД_1$ выходным импульсом задающего генератора, определяющего частоту всплесков ОКГ. При достижении заданного напряжения схема релейной обратной связи выдает сигнал на включение шунтирующего тиристора $УД_2$. При этом происходит запирающее устройство $УД_1$, и конденсатор $C_{ш}$ заряжается до напряжения, уровень которого определяется величиной емкости $C_{ш}$ и энергией, накопленной в индуктивности L_1 к моменту запирающего устройства $УД_1$.

Насыщающийся дроссель $L_{ш}$ предназначен для замедления скорости нарастания тока при отпирании тиристора $УД_2$. Включение импульсной лампы происходит после окончания заряда конденсатора $C_{ш}$ и запирающего устройства $УД_2$. Необходимый для этого временной интервал устанавливается в схеме задержки.

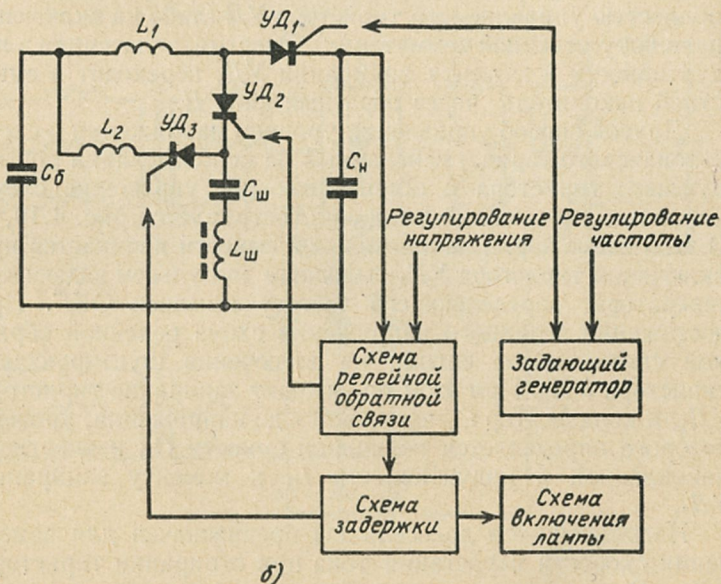
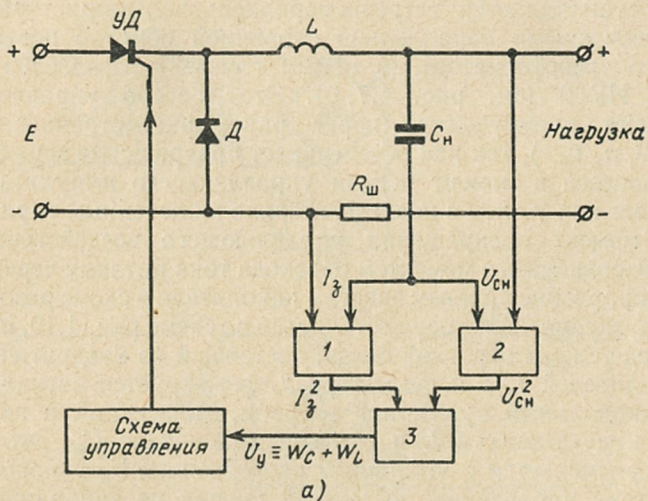


Рис. 4.10. Схема резонансного заряда с регулируемым уровнем энергии (а) и напряжения (б) накопителя.

Одновременно с разрядом накопительной емкости осуществляется колебательный разряд шунтирующей емкости $C_{ш}$ на буферную батарею через тиристор $УД_3$ и индуктивность L_2 . Для правильной работы схемы необходимо, чтобы напряжение на конденсаторе $C_{ш}$ во всех режимах превышало напряжение буферной батареи примерно в два раза. Это достигается при выполнении условия $C_{ш} = 1/4 C_{н}$.

В представленных на рис. 4.7, б и 4.9, а б, г схемах также предусматривается прекращение заряда при поступлении

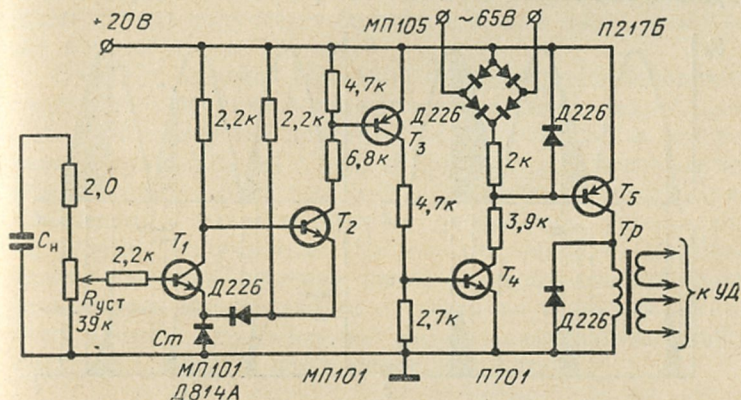


Рис. 4.11. Схема релейной обратной связи.

сигнала от устройства релейной обратной связи. Один из вариантов схемы обратной связи представлен на рис. 4.11. В этой схеме уровень стабилизируемого напряжения задается потенциометром R_y . Пороговая схема сравнения выполнена на следующем триггере, составленном из транзисторов T_1 , T_2 и стабилитрона C_T .

Пока напряжение на входе схемы не достигнет уровня опорного напряжения, транзисторы T_2 , T_3 , T_4 открыты, а транзистор T_5 работает в режиме генератора импульсов, синхронизированных с сетью и следующих с частотой 100 Гц. После срабатывания триггера формирование импульсов прекращается. Рассмотренная схема может быть применена для управления тиристорами при различных способах их включения, представленных на рис. 4.9, а и б, а также в трехфазном варианте, для управления схемой рис. 4.9, г. Некоторые изменения в выходных каскадах делают эту

схему пригодной также и для управления шунтирующими тиристорами (см. рис. 4.7, б, 4.9, в).

Наряду со способом импульсной стабилизации, при котором не меняется управляющее воздействие на зарядный контур в процессе заряда, существуют более сложные способы управления режимом заряда, имеющие целью установить ступенчатый характер питающего напряжения. Основная задача, решаемая этими схемами, состоит в том, чтобы избавиться от токоограничивающих устройств в цепях заряда и тем самым повысить габаритно-весовые показатели

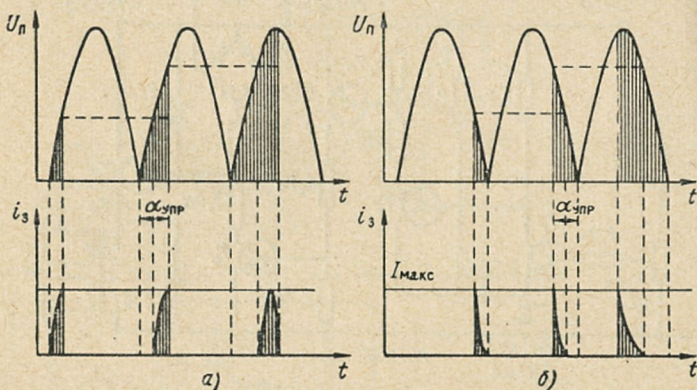


Рис. 4.12. Способы фазового управления режимом заряда.

схем. Сущность этих способов состоит в изменении фазы включения тиристоров по отношению к нулевой фазе питающего напряжения [12].

На рис. 4.12 представлены графики напряжения и тока для двух возможных вариантов фазового управления. В первом случае (рис. 4.12, а) фаза включения в процессе заряда изменяется от 0 до $\pi/2$. Этот способ управления требует применения полностью управляемых тиристоров или схем с искусственной коммутацией. Он может быть применен в схеме рис. 4.9, б, если ее дополнить цепочкой, содержащей гасящий тиристор (см. рис. 4.9, в). В частном случае, когда время заряда накопителя равно четверти периода питающего напряжения, схема с нулевой фазой включения может быть использована при частоте следования разрядных импульсов 100 Гц [13]. Для исключения подмагничивания повышающего трансформатора выбор других

рабочих частот в этой схеме должен производиться в соответствии с формулой [13]:

$$f = \frac{\omega}{2\pi(0,5 + m)},$$

где m — любое целое число. Начало зарядного процесса в этих схемах должно быть всегда синхронизировано с нулевой фазой переменного напряжения. Во втором случае (рис. 4.12, б) фаза включения меняется от π до $\pi/2$. Этот способ управления проще, но при прочих равных условиях время заряда получается больше, а к. п. д. ниже, чем в ранее рассмотренном случае.

В ОКГ с большой выходной энергией и малой частотой следования импульсов применяется также схема управления с разомкнутым контуром регулирования, в котором измерительный орган и цепь обратной связи заменены низковольтным устройством, моделирующим процесс заряда накопителя. Коммутационные устройства управляются сигналами, получаемыми из модели. Основной причиной такого схемного решения является необходимость изоляции батареи конденсаторов от земли по условиям техники безопасности, что усложняет подключение измерительного органа на высокое напряжение накопителя.

4.4. СХЕМЫ ПОДЖИГА ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП

Инициирование основного мощного разряда в лампах производится с помощью поджигающего импульса, сформированного источником высокого напряжения малой мощности. Форма поджигающего импульса должна носить характер высокочастотных (100—200 кГц) затухающих колебаний с амплитудой первой полуволны 12—20 кВ. Поскольку поджигающий импульс может представлять собой значительную помеху при различных измерениях, а также оказывать влияние на работу некоторых устройств с применением ОКГ, то поджигающий импульс должен кончиться до возникновения генерации в ОКГ. Длительность поджигающего импульса не должна превышать 100—150 мкс.

По способу подачи высоковольтного импульса на лампу различают внешний и внутренний поджиг.

При внешнем поджиге поджигающий импульс подается на внешний электрод, наложенный на колбу лампы или

на корпус камеры (осветителя) ОКГ, изолированный от «земли». На рис. 4.13, а изображена типовая схема внешнего поджига. Формирование импульса происходит при разряде конденсатора C на первичную обмотку импульсного трансформатора Tr через тиристор D . В результате ударного воздействия на контур, состоящий из емкости осветителя, индуктивности рассеяния и паразитной межвитковой

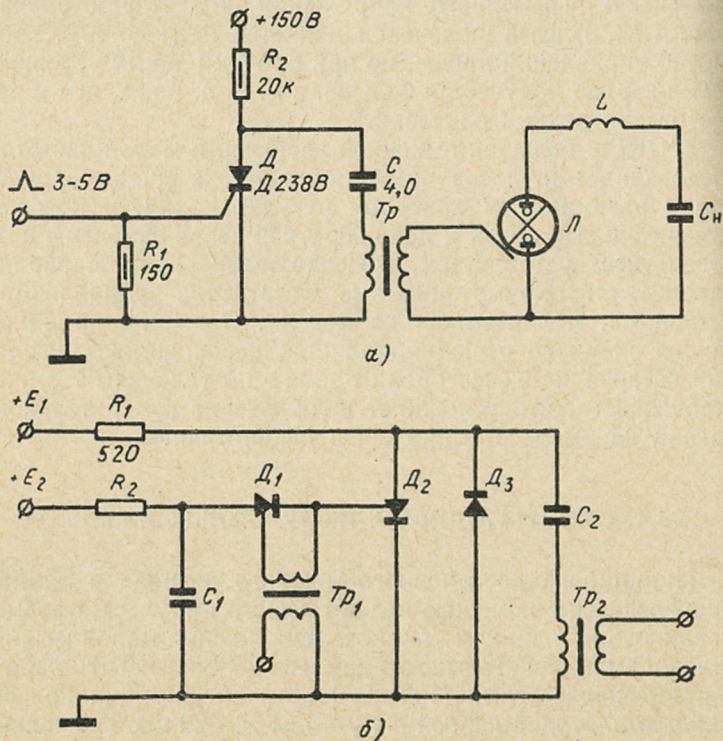


Рис. 4.13. Схема внешнего поджига импульсной лампы.

емкости импульсного трансформатора, возникают высокочастотные колебания. Амплитуда первой полуволны поджигающего импульса определяется напряжением на конденсаторе C , сопротивлением обмоток и коэффициентом трансформации импульсного трансформатора Tr .

В схемах внешнего поджига применяются импульсные трансформаторы с разомкнутым магнитопроводом, пред-

ставляющим собой ферритовый стержень. Методы расчета импульсных трансформаторов такой конструкции рассмотрены в [14]. Поскольку входное сопротивление трансформатора достаточно велико, то в качестве ключа можно использовать маломощный тиристор. Данная схема с указанными параметрами применима для поджига одной или нескольких ламп типа ИФП-800, ИСП-2000, ИФП-5000. На рис. 4.13, б изображена схема внешнего поджига для большого числа (4—6) мощных ламп типа ИФП-20000. Поскольку с ростом длины трубки лампы потери энергии поджигающего импульса увеличиваются, то для его формирования требуется более мощный источник высокого напряжения. Для этой цели применяется конденсатор емкостью 20—25 мкФ, заряженный до напряжения 500—800 В и более мощный поджигающий трансформатор. В качестве ключа можно применить высоковольтные тиристоры типа Т25, Т50. Поскольку тиристор D_2 работает в режиме, отличающемся от номинального (ток в импульсе в 20—30 раз превышает его номинальный средний ток), то к параметрам запускающего импульса предъявляются жесткие требования: малое изменение амплитуды в течение 10 мкс при крутизне переднего фронта не менее 40 В/мкс, амплитуда импульса 15—20 В.

Формирование запускающего импульса производится промежуточным маломощным тиристором D_1 типа Д235 или Д238, работающим в номинальном режиме, который обеспечивает независимость работы мощного тиристора D_2 от параметров входного сигнала. Для пропускания обратной полуволны тока через первичную обмотку импульсного трансформатора встречно тиристор D_2 включен силовым диодом D_3 типа ВЛ10, что позволяет увеличить мощность поджигающего импульса. К достоинствам схем внешнего поджига следует отнести небольшие габариты и простоту исполнения в приборах ОКГ. Поскольку поджигающий импульс подается непосредственно на камеру с лампами, то лампы поджигаются практически одновременно. Особенность конструкции состоит в необходимости изоляции камеры с лампами относительно корпуса прибора и необходимости защитного кожуха на камере.

При внутреннем поджиге инициирующий импульс подается в разрядный контур лампы с помощью импульсного поджигающего трансформатора, вторичная обмотка которого включена последовательно с лампой.

Преимущества внутреннего поджига: 1 — внутренний поджиг позволяет упростить конструкцию и уменьшить габариты ОКГ, так как не требуется изолировать осветительную камеру от основания и наружного корпуса генератора; 2 — при внутреннем поджиге образуется значительно меньше радиопомех благодаря экранирующему действию

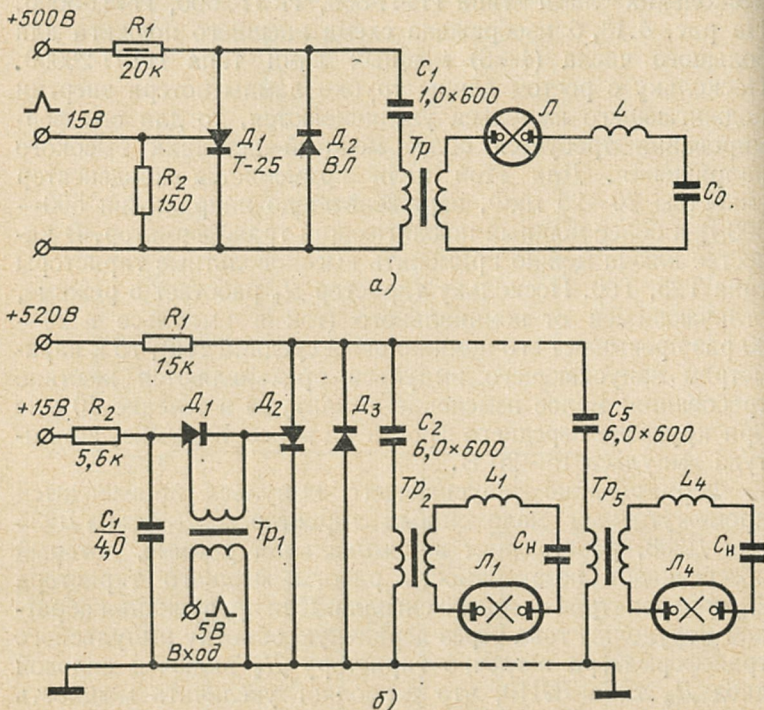


Рис. 4.14. Схемы внутреннего поджига импульсных ламп.

заземленного металлического корпуса осветительной камеры; 3 — обеспечивается равномерность заполнения плазмой сечения канала разряда в лампе [15]; 4 — снижается напряжение зажигания ламп.

На рис. 4.14, а изображена типовая схема внутреннего поджига. Запуск схемы аналогичен схеме поджига на рис. 4.13, а. Выбор коммутирующего тиристора D_1 обусловлен особенностями поджигающего трансформатора. Для уменьшения габаритов трансформатора, выполненного

на ферритовом кольцевом сердечнике, число витков первичной обмотки, как правило, выбирается не более двух, так как дальнейшее увеличение их числа (с учетом витков вторичной обмотки большого сечения при коэффициенте трансформации 40—70) ограничено размерами ферритового кольца. Входное сопротивление такого трансформатора мало (около 0,5 Ом). Для коммутации в таких схемах применяются силовые тиристоры с большим коммутируемым током типа Т25, Т50. На рис. 4.14, б изображена схема внутреннего

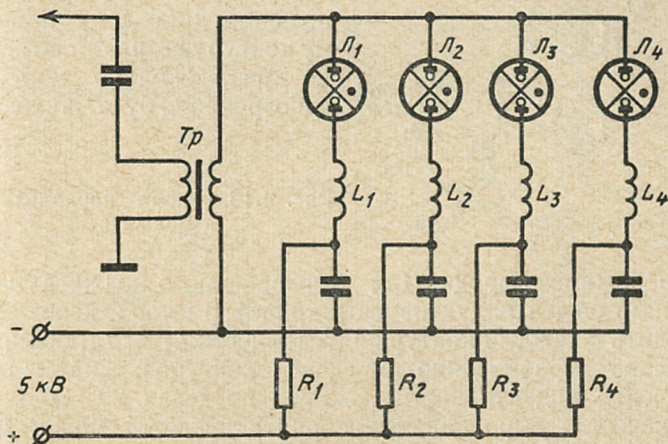
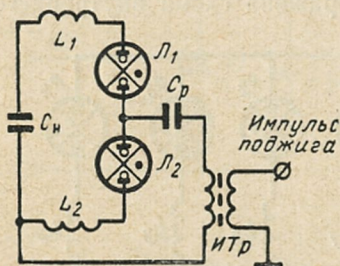


Рис. 4.15. Схема внутреннего поджига большого числа импульсных ламп с одним поджигающим трансформатором.

поджига для 4—6 ламп типа ИФП-20000. В момент поджига происходит разряд конденсаторов C_2 — C_5 через тиристор $D_2/T50/$ на первичные обмотки импульсных трансформаторов, включенных в разрядные цепи импульсных ламп. При таком включении тиристор D_2 работает в более жестком режиме, чем в схеме внешнего поджига и, следовательно, запуск через промежуточный тиристор является необходимым условием надежной работы схемы. Для создания условий стабильного поджига ламп необходимо, чтобы камера перекрывала электроды ламп, создавая тем самым распределенную емкость, играющую большую роль в развитии поджигающего импульса. Известный интерес может представлять схема внутреннего поджига, изображенная на рис. 4.15 с одним поджигающим импульсным транс-

форматором, вторичная обмотка которого включена в общий токоведущий провод контуров разряда.

Разряд конденсатора общей емкостью 20—24 мкФ на первичную обмотку импульсного трансформатора осуществляется таким же образом, что и в схеме, изображенной на рис. 4.14, б. Вторичная обмотка трансформатора должна быть рассчитана на суммарный ток всех разрядных контуров. Следует учесть также, что эквивалентная



индуктивность вторичной обмотки трансформатора по отношению к каждому ламповому контуру возрастет во столько раз, сколько контуров одновременно будет находить-

Рис. 4.16. Схема параллельного поджига.

ся в режиме разряда. Для одновременного поджига ламп, помимо общей индуктивности трансформатора, необходимо вводить в каждый контур индуктивности L_1 — L_4 , обеспечивающие выравнивание импеданса контуров; минимальное значение индуктивности лежит в пределах 20—30 мкГн. В качестве выравнивающих индуктивностей может быть использована индуктивность подводящих проводов, идущих к каждой лампе, если их длина будет не менее 4—5 м. При расчете поджигающего трансформатора необходимо обращать внимание на большие электродинамические усилия, возникающие в его вторичной обмотке, что следует учитывать в разработке конструкции трансформатора и при его изготовлении.

На рис. 4.16 представлена схема внутреннего поджига, применяемая при последовательном соединении ламп. В отличие от ранее рассмотренных, это схема параллельного поджига. Ее достоинство в том, что обмотки импульсного трансформатора не требуется включать в цепь силовоточного разряда.

Кроме указанных видов поджига применяется в ряде случаев способ поддержания непрерывного разряда в лампе, так называемый режим «дежурной дуги». Этот разряд возникает при подаче на лампу одиночного иницирующего импульса от схемы поджига и поддерживается благодаря

небольшому начальному току, пропускаемому через лампу и несколько превышающему ток погасания лампы. Поджиг импульсных ламп дежурной дугой может применяться в следующих случаях:

для сокращения паузы между импульсами зарядного тока, когда время деионизации лампы становится соизмеримым со временем заряда накопителя (при частоте следования разрядных импульсов 100 и более герц). В этом случае накопитель в процессе заряда отключен от лампы

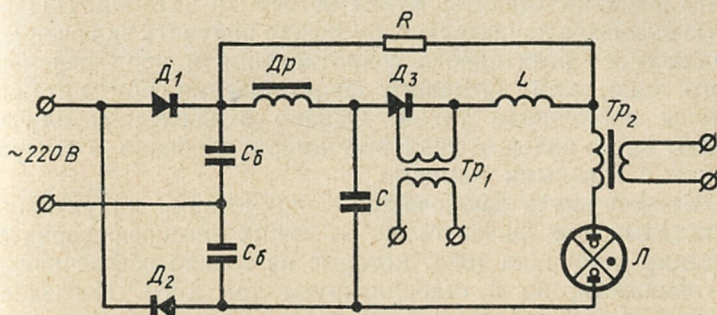


Рис. 4.17. Частотная схема ОКГ с поджигом лампы «дежурной дугой».

посредством специального коммутатора, например тиристора, и подключается к ней только на время разряда. Этим устраняются факторы, которые могут нарушить импульсный режим в лампе при любой частоте следования импульсов; для уменьшения уровня высокочастотных помех, возникающих при импульсном поджиге; при рабочем напряжении накопителя, превышающем напряжение самопробоя лампы; для увеличения срока службы импульсной лампы.

На рис. 4.17 изображена электрическая схема ОКГ, работающего с высокой частотой повторения вспышек, где для поджига используется режим дежурной дуги. Основной мощный разряд происходит в момент подключения к электродам лампы накопителя C , заряженного до рабочего напряжения. Перед началом работы ОКГ с помощью импульсного трансформатора Tr_2 осуществляется импульсный поджиг лампы, которая благодаря подпитке от источника постоянного напряжения начинает работать в режиме непрерывного горения. Ограничивающий резистор определяет минимальный ток в лампе, поддерживающий дуговой

режим. Основной мощный разряд происходит в момент подключения накопителя к разрядной цепи лампы через тиристор D_3 . Необходимым условием устойчивого горения дежурной дуги является согласование внешней характеристики источника питания с вольтамперной характеристикой лампы. В области малых токов, характерных для режима дежурной дуги, вольтамперная характеристика лампы является падающей (см. рис. 3.5). Еще более круто падающей для выполнения условий устойчивости дуги должна быть внешняя характеристика источника питания. Падающую внешнюю характеристику можно получить включением балластного реактивного сопротивления в цепи переменного тока, или активного сопротивления при питании лампы постоянным током. Однако в последнем случае имеют место большие тепловые потери, особенно в генераторах с мощными лампами.

Второй путь заключается в применении индуктивно-емкостных преобразователей, имеющих внешнюю характеристику источника тока, которые не только обеспечивают устойчивость, но и стабилизируют ток дуги. Последнее обстоятельство играет особенно важную роль и учитывается при проектировании источников питания ОКГ непрерывного действия, для которых «режим дежурной дуги» является рабочим режимом.

4.5. РАЗРЯДНЫЙ КОНТУР ПИТАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП

Разрядный контур питания импульсной лампы состоит из емкостного накопителя C , индуктивности L , импульсной лампы с сопротивлением $R(i)$ и служит для преобразования электрической энергии, запасенной емкостным накопителем, в световую энергию, излучаемую импульсной лампой. Параметры разрядного контура определяются величиной запасаемой энергии $\frac{1}{2}CU_0^2$ и требуемой формой электрического импульса. Представляется естественным при расчете разрядного контура рабочее напряжение накопителя принимать равным номинальному напряжению импульсных ламп. При этом емкость, а следовательно, и габариты накопителя будут минимальными.

Запасенная емкостным накопителем энергия реализуется в процессе накачки различным образом в зависимости

от характера разряда в контуре. При $L \rightarrow 0$ имеет место резко выраженный аperiodический разряд при большой скорости нарастания тока. Этот фактор может являться причиной разрушения импульсных ламп даже при умеренных уровнях запасенной энергии. Световой импульс имеет несимметричную форму с затянутым задним фронтом. При больших значениях L в контуре имеет место колебательный режим, а световая энергия выделяется как при положительных, так и при отрицательных полуволнах. Как показано в работах [16, 17], наиболее целесообразными для оптической накачки режимами импульсных ламп являются такие режимы, при которых сопротивление лампы находится в пределах

$$\sqrt{\frac{L}{C}} \leq R_{\text{л}} \leq 2\sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4.8)$$

Импульс тока при выполнении этого условия имеет форму, близкую к колоколообразной. Условие (4.8), определяющее режим работы контура и форму разрядного импульса, можно записать в виде

$$R_{\text{л}} = k \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (4.9)$$

где $1 \leq k \leq 2$.

Поскольку сопротивление импульсной лампы зависит от тока, аналитическое определение зависимости тока от времени связано с решением нелинейного дифференциального уравнения. Для приближенного решения целесообразно предположить, что сопротивление лампы постоянно и равно значению, соответствующему амплитуде разрядного тока [16]:

$$R_{\text{л}} = 1,3 \frac{l}{d \sqrt{I_{\text{макс}}}}. \quad (4.10)$$

С учетом этого предположения выражения для разрядного тока в контуре соответственно для $R_{\text{л}} = \sqrt{L/C}$ и $R_{\text{л}} = 2\sqrt{L/C}$ имеют вид

$$i(t) = 2,11 I_{\text{макс}} e^{-\frac{1}{2} \frac{t}{\tau}} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{t}{\tau}, \quad (4.11)$$

$$i(t) = 2,71 I_{\text{макс}} \frac{t}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (4.12)$$

где $\tau = \sqrt{LC}$.

При решении линейных дифференциальных уравнений, определяющих ток контура $R_{\text{л}} - L - C$, можно получить выражения для тока, подобные (4.11) и (4.12), но в которых амплитуда тока выражена через предразрядное напряжение накопителя U_0 и характеристическое сопротивление контура $\sqrt{L/C}$:

$$I_{\text{макс}} = \frac{1}{m} U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}, \quad (4.13)$$

где

$$m = 1 + 0,83k \quad (\text{при } k \leq 2). \quad (4.14)$$

Длительности импульсов разрядного тока на уровне 0,6 амплитуды (что, исходя из квадратичной зависимости интенсивности вспышки от тока [17], приблизительно соответствует 0,35 амплитуды вспышки лампы), определяемые из уравнений (4.11) и (4.12), равны

$$t_{\text{и}} = n \sqrt{LC}, \quad (4.15)$$

где $1,87 \leq n \leq 2,10$.

Значение коэффициента n для промежуточных кривых разрядного процесса определяется методом линейной интерполяции

$$n = 1,87 + 0,23(k - 1). \quad (4.16)$$

Задаваясь значением коэффициента k , определяющим характер переходного процесса, при известных напряжении U_0 и емкости C накопителя, можно определить сопротивление лампы:

$$R_{\text{л}} = \frac{(1,3l/d)^2(1 + 0,83k)}{U_0 k}, \quad (4.17)$$

а затем из выражения (4.9) по известным $R_{\text{л}}$ и C определяется индуктивность контура.

При любом выбранном режиме для обеспечения надежной работы ламп должно удовлетворяться условие

$$I_{\text{макс}} \leq I_{\text{пред}}.$$

Пользуясь формулой (4.17) для определения параметров предельного режима, следует исходить из известных $R_{\text{л мин}}$ ($I_{\text{пред}}$), C и U_0 . Минимально допустимое сопротивление лампы и предельный ток могут быть определены

на основании рекомендаций, изложенных в § 3.4. При этом по полученным в результате решения коэффициентам k и m можно судить, находится ли режим работы контура в выбранных пределах соотношений параметров (4.8) при предельном токе лампы.

При расчете разрядного контура обычно задаются энергией E и длительностью $t_{\text{и}}$ светового импульса на уровне 0,35 максимальной интенсивности. После определения напряжения и емкости накопителя в этом случае должна быть определена величина

$$\frac{k^2}{nm} = \frac{(1,3l/d)^2 C}{t_{\text{и}} U_0}, \quad (4.18)$$

а затем, по известным значениям k и $t_{\text{и}}$ — индуктивность контура.

При расчете разрядного контура для последовательно соединенных ламп приведенные формулы сохраняют свою пригодность, если в качестве расчетной длины лампы берется суммарная длина межэлектродных промежутков последовательно соединенных ламп. Изменение предельного значения тока лампы при уменьшении или увеличении длительности импульса по отношению к режиму с номинальной длительностью импульса характеризуется отношением приращений логарифмов амплитуды тока и длительности импульса.

Как следует из [16], это отношение в диапазоне длительностей от 0,1 до 25 мс постоянно:

$$\frac{\lg I_{\text{макс1}} - \lg I_{\text{макс2}}}{\lg t_{\text{и1}} - \lg t_{\text{и2}}} = -0,34.$$

Пользуясь этим выражением, можно пересчитать параметры контура для другой, большей или меньшей длительности импульсов с сохранением заданной формы переходного процесса (т. е. при тех же значениях коэффициентов k , m), что позволяет значительно шире использовать возможности импульсных ламп. Найдя соответствующее новой длительности импульса амплитудное значение тока $I_{\text{макс2}}$, по выражению (4.9) находится новое сопротивление лампы и из выражений (4.13), (4.16) и (4.17) — значения U_0 , L и C . Значение энергии накачки при этом может быть выше или ниже номинального значения энергии лампы (соответственно при увеличении или уменьшении длительности импульса),

однако оно не должно превышать предельного значения энергии при выбранном коэффициенте нагрузки (см. § 3.4).

В некоторых случаях вместо разрядного импульса колоколообразной формы требуется сформировать мощный импульс в короткий промежуток времени с целью повышения яркостной температуры лампы. Повышение яркостной температуры связано с увеличением плотности тока лампы. Импульс формируется двумя разрядными контурами, работающими на одну лампу. Сначала разряжается конденсатор, заряженный до рабочей энергии при номинальном напряжении лампы, который формирует колоколообразный импульс. Затем с некоторой задержкой, равной примерно половине длительности первого импульса, через управляемый разрядник разряжается второй контур, формирующий короткий импульс с амплитудой напряжения, в 1,5—3 раза большей амплитуды первого импульса. Для расчета подобных режимов лампы также можно использовать приведенную выше методику.

Многосекционный разрядный контур. Для формирования импульса тока прямоугольной формы применяется ряд последовательно соединенных LC -секций. Амплитуда тока при этом остается постоянной почти по всей ширине импульса. Разрядный ток лампы в средней части прямоугольного импульса равен [16]:

$$I_{\text{макс}} \approx (0,142l/d)^{2/3} (C/L)^{1/3} U_0^{4/3}, \quad (4.19)$$

где C — емкость конденсатора одной секции, мкФ; L — индуктивность катушки одной секции, мкГн; U_0 — напряжение на конденсаторах разрядной линии, В.

Длительность импульса на уровне $1/3$ амплитуды равна:

$$t_{\text{и}} = 2,7N_c \sqrt{LC}, \quad (4.20)$$

где N_c — число секций линии.

Из сопоставления формы импульсов разрядного тока односекционного и многосекционного контуров следует, что общая рассеиваемая энергия импульса односекционного контура меньше энергии прямоугольного импульса (для той же амплитуды и длительности) многосекционного контура. Поэтому при расчете многосекционного контура амплитуду тока по сравнению с предельным значением тока для односекционного контура необходимо снижать примерно на 30%.

4.6. СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ниже рассмотрены принципиальные схемы основных вариантов генераторов высоковольтных импульсов, предназначенных для управления электрооптическими затворами. На рис. 4.18, *a* представлена простейшая схема для получения практически прямоугольного импульса, в которой используется разряд электростатически заряженной однородной линии на согласованное активное сопротивление и параллельно включенную с ним паразитную емкость. При идеальном коммутаторе длительность фронта и спада импульса в пределах от 0,1 до 0,9 амплитуды согласно [18] определяется соотношением $\tau_{\phi} \geq 2,2\rho_{\kappa}C_{\kappa}$. Если $\tau_{\kappa} \gg \tau_{\phi}$, то процессы в схеме можно рассматривать без учета достаточно кратковременного заряда и разряда емкости на фронте и спаде импульса.

Обозначим длину линии через l , ее волновое сопротивление через ρ_{κ} , скорость распространения электромагнитных возмущений вдоль линии через v . При замыкании коммутатора k начинается разряд линии на сопротивление R_{κ} , в котором возникает ток $I_1 = U_0/(R_{\kappa} + \rho_{\kappa})$. В линии распространяется со скоростью v возмущение, выражающееся в уменьшении напряжения U_0 до величины:

$$U_1 = U_0 - \frac{U_0 R_{\kappa}}{R_{\kappa} + \rho_{\kappa}} = U_0 \frac{\rho_{\kappa}}{R_{\kappa} + \rho_{\kappa}}.$$

Одновременно в линии распространяется волна тока того же направления, что и ток в нагрузке. В момент времени $t = l/v$ падающая волна достигает разомкнутого конца линии. В отраженной волне напряжение имеет ту же величину, что и напряжение падающей волны и складывается с ней, а ток отраженной волны вычитается из тока падающей волны. При этом за фронтом отраженной волны величина напряжения на линии равна:

$$U'_0 = U_0 - 2U_0\rho_{\kappa}/R_{\kappa} + \rho_{\kappa},$$

ток на этом участке линии отсутствует. Таким образом, после двукратного прохождения разрядной волны вдоль линии в момент времени $t = 2l/v$ воспроизводятся характеристики, которые имели место в момент времени $t = 0$, но с тем отличием, что напряжение на линии вместо U_0 стало равным U'_0 . Далее процесс будет повторяться анало-

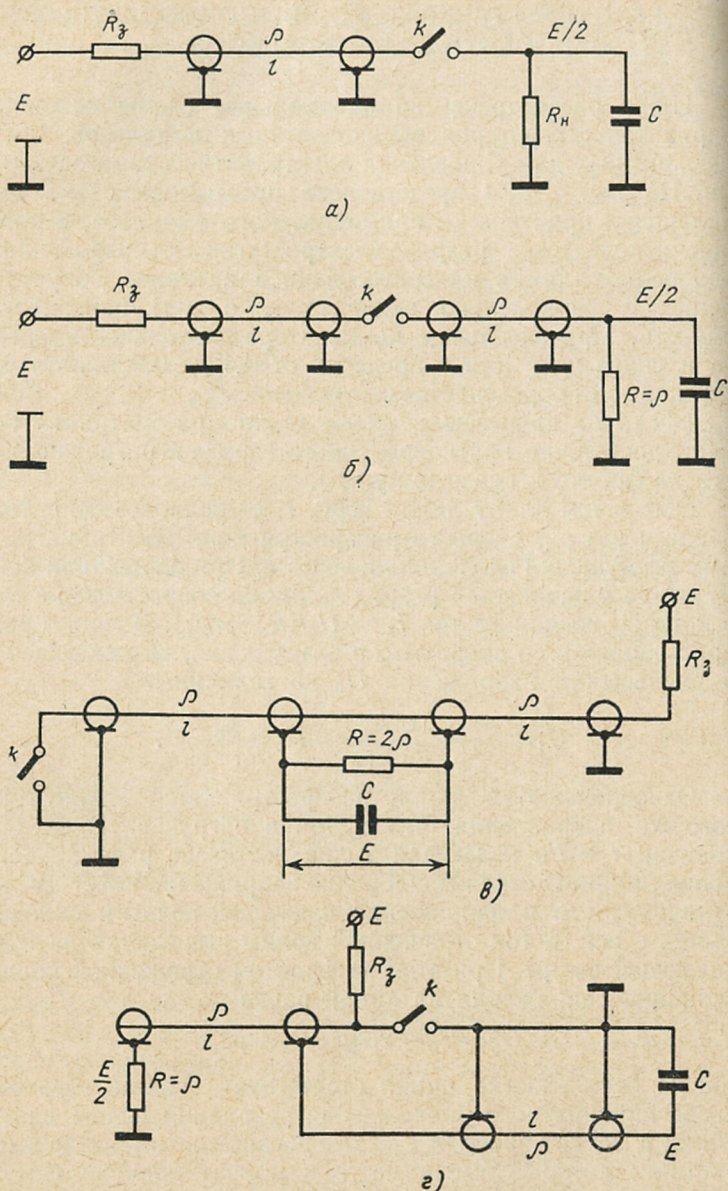


Рис. 4.18. Схемы формирования прямоугольных импульсов (C — эквивалент электрооптического затвора).

гичным образом. При $R_n = \rho_k$ сопротивление нагрузки согласовано с волновым сопротивлением линии. При этом

$$U_1 = U_R = 1/2 U_0; \quad I_R = U_0 / 2R; \quad U'_0 = 0.$$

Таким образом, напряжение на нагрузке имеет форму прямоугольного импульса амплитудой $U_0/2$ и длительностью $2l/v$. При $R_n \geq \rho_k$ падение напряжения на нагрузке будет больше $U_0/2$, а удвоенное напряжение разрядной волны $2U_1$ меньше U_0 . Поэтому в момент времени $t = 2l/v$ линия будет заряжена некоторым напряжением $U'_0 > 0$ и процесс разряда будет повторяться с уменьшающимся в геометрической прогрессии масштабом U'_0 . В результате будет происходить ступенчатый затухающий процесс разряда линии на нагрузочное сопротивление. В частности, при $R_n = 2\rho_k$ амплитуда повторного импульса будет равна $1/3 U_0$. Если $R_n < \rho_k$, то после двухкратного пробега разрядной волны линия окажется перезаряженной до некоторого напряжения U'_0 обратного знака. В результате будет иметь место знакопеременный ступенчатый затухающий процесс.

Скорость распространения волны по коаксиальной кабельной линии примерно в два раза меньше скорости света в вакууме и определяется по формуле

$$v = 10^4 c / 3\rho_k C,$$

где c — скорость света в вакууме; ρ_k — волновое сопротивление кабеля, Ом; C — погонная емкость, пФ/м. При практическом осуществлении схемы, представленной на рис. 4.18,а, необходимым условием получения максимальной крутизны фронтов является сведение индуктивности некоаксиального участка цепи к минимуму. Поэтому коммутирующее устройство должно располагаться в непосредственной близости от нагрузки. Это, как правило, не удастся выполнить в промышленных квантовых генераторах, так как электрооптический затвор заключен в оптической головке, конструктивно обособленной от электрического блока.

Появление миниатюрных вакуумных разрядников позволяет решить задачу объединения указанных элементов в одном конструктивном узле. Условие сведения к минимуму индуктивности разрядного контура обеспечивается в схеме формирования прямоугольного импульса при разряде

кабеля на кабель. К концу разрядного кабеля подключается нагрузка (рис. 4.18, б). В качестве коммутирующего элемента применяется коаксиальный разрядник, согласованный по волновому сопротивлению с линиями. Процесс формирования прямоугольного импульса при разряде коаксиальной линии на другую линию с согласованной нагрузкой аналогичен рассмотренному выше случаю. Схема с коаксиальным разрядником с несколькими выходами и несколькими разрядными линиями дает возможность получить с этих выходов разрядника высоковольтные импульсы, сдвиг во времени между которыми определяется разностью длин разрядных кабелей. Кроме того, схема позволяет получить синхроимпульс, необходимый для запуска внешних устройств, опережающий импульс на нагрузке на время его прохождения по разрядному кабелю. На рис. 4.18, в показана схема генератора высоковольтных импульсов на двухступенчатой коаксиальной линии. Существенное преимущество этой схемы состоит в том, что амплитуда импульса в нагрузке равна напряжению заряда коаксиальных линий, в то время как в рассмотренных выше одноступенчатых линиях для получения такого выходного импульса требуется повышение напряжения заряда линии вдвое. Напряжение на нагрузке в схеме рис. 4.18, в в любой момент времени определяется разностью напряжений на примыкающих к нагрузке выходах линий. Включение коммутатора k на конце линии l_1 приводит к снятию напряжения на этой линии падающей волной, и когда последняя достигает нагрузки, разность напряжений линий становится равной E и сохраняет это значение в течение времени $2l/v$. Работа схемы подробно рассмотрена в [19].

На рис. 4.18, г представлена схема, в которой на емкостной нагрузке формируется импульс амплитуды E длительностью $2l/v$, а поглощение отраженной волны происходит в согласованном сопротивлении, подключенном к оплетке зарядного кабеля на его свободном конце. Особенностью схемы является запаздывание процесса поглощения на время $3l/v$ по отношению к начальному моменту. Для обострения фронта импульса в качестве разрядной линии может быть применена коаксиальная линия с ферритом [20]. Тогда согласующее сопротивление выполняет также роль поглотителя отражений, возникающих при распространении падающей (ударной) волны в разрядном кабеле.

Следует отметить общий недостаток схем, представленных на рис. 4.18, в, г. Оплетка, имеющая у стандартных кабелей слабую изоляцию, кратковременно после включения коммутатора оказывается под высоким потенциалом относительно корпуса, равным половине исходного напряжения. Накопители энергии на коаксиальных линиях обеспечивают формирование прямоугольных импульсов высокого качества (имеется в виду крутизна фронта и спада импульсов и отсутствие колебаний на вершине). Возможны

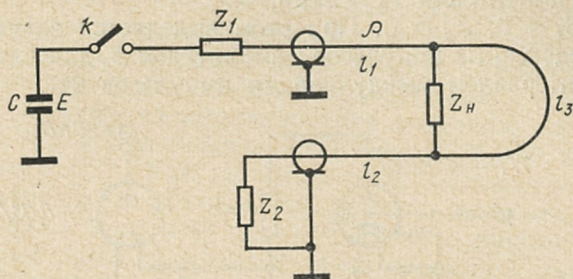


Рис. 4.19. Формирование прямоугольных импульсов в схеме генератора скачка.

и более компактные конструкции, основанные на использовании накопителей с сосредоточенными параметрами — искусственных линий или емкостей. Однако однородные искусственные линии формируют импульс с пульсациями на вершине. Для неоднородных искусственных линий разработаны методы расчета параметров ячеек для получения импульсов с гладкой вершиной, а также импульсов заданной формы [21]. Емкостные накопители являются генераторами скачка с экспоненциальным спадом при разряде на активную нагрузку. Они дают возможность получения большого тока в процессе кратковременного разряда на низкоомную безындуктивную нагрузку и используются обычно в схемах пленочных затворов. При формировании прямоугольных импульсов на кристаллических затворах для уменьшения спада вершины импульса величина постоянной времени разряда должна значительно превышать длительность импульса.

На рис. 4.19 представлена схема формирования прямоугольных импульсов с использованием генератора скачка напряжения в сочетании со схемой формирования импуль-

сов на кабелях, предложенная в [22]. При условиях, что $|Z_H| \gg \rho_K$, $C \gg \tau_\Phi/\rho$,

где ρ_K — волновое сопротивление линии, возможны следующие варианты:

1) $Z_1 = 0$, $Z_2 = \rho$. В нагрузке выделяется одиночный импульс с амплитудой E и длительностью $\tau_3 = l_3/v$, появляющийся с запаздыванием $\tau_1 = l_1/v$;

2) $Z_1 = \rho$, $Z_2 = 0$. Имеют место два прямоугольных импульса с амплитудой $1/2 E$ и длительностью l_3/v , интервал между импульсами $\tau_2 = 2l_2/v$;

3) $Z_1 = 0$, $Z_2 = 0$. При этом выделяется затухающая серия сдвоенных импульсов с амплитудой E , длительностью τ_3 и интервалом между парами импульсов $2\tau_1$.

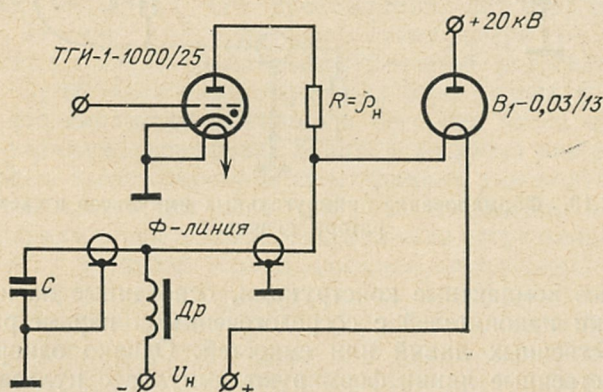


Рис. 4.20. Схема формирования резкого сброса напряжения на емкостной нагрузке.

На рис. 4.20 представлена схема, обеспечивающая быстрый разряд емкостной нагрузки [23]. По этой схеме электрооптический затвор, к которому постоянно приложено полуволновое (четвертьволновое) напряжение, должен вносить максимальное затухание в резонатор. Скачкообразное уменьшение затухания происходит в момент разряда емкости затвора фронтом разрядной ударной волны, распространяющейся по предварительно заряженной коаксиальной линии с ферритом после замыкания противоположного ее конца на сопротивление, согласованное с волновым сопротивлением линии при насыщенном феррите. Предымпульсное состояние намагниченности ферритов обеспечи-

вается постоянным подмагничиванием кабеля. Подмагничивающий ток одновременно является током накала зарядного кенотрона. Необходимая длина зарядной линии с ферритом определяется только длительностью обостряемого фронта. Данное решение экономичнее ранее рассмотренных. Схема обеспечивает получение перепада длительностью 1 нс на емкости 20 пФ. Состояние отсутствия напряжения на затворе может иметь длительность порядка десятков и сотен микросекунд.

Максимальная рабочая частота генераторов высоковольтных импульсов определяется частотными свойствами применяемых высоковольтных коммутаторов. Водородные импульсные тиратроны на рабочее напряжение 1—10 кВ могут работать при частоте следования импульсов от 1000 до 30 000 Гц, а при рабочем напряжении 16—50 кВ — соответственно 250—1000 Гц. Предельная частота пробоев газонаполненных разрядников определяется временем восстановления их электрической прочности. По данным [24], выпускаемый промышленностью высоковольтный газонаполненный разрядник Р-30, специально предназначенный для скоростной коммутации цепей, может работать с предельной частотой следования импульсов 3000 Гц. В этой же работе сообщается, что в узкой области рабочих напряжений разрядник работоспособен на частотах до 25 000 Гц. При работе разрядников в атмосферных условиях предельные частоты, как показывают наблюдения, составляют 100—400 Гц. Вакуумные разрядники ВИР-14 могут работать при частотах до 1000 Гц.

Схемы поджига разрядников. Для поджига коаксиального газонаполненного разрядника требуется импульс запуска напряжением порядка 5 кВ при длительности 20—200 нс. Импульс для запуска вакуумного разрядника (ВИР-14) имеет следующие параметры: $U_{\text{макс}} = 2 \div 3$ кВ, $\tau_{\text{и}} = 100$ нс. На рис. 4.21 представлены типовые схемы поджига разрядников, применяемые в приборах. Схема с коммутирующим тиратроном имеет особенность, связанную с заземлением цепи. Разрядный ток между главными электродами, инициируемый световой вспышкой в момент поджига, может идти в направлении поджигающего электрода и замыкаться через тиратрон по корпусу прибора. Для исключения разряда на корпус, в цепь поджигающего электрода введен кабельный трансформатор, выполненный в виде намотанного на ферритовый сердечник коаксиального

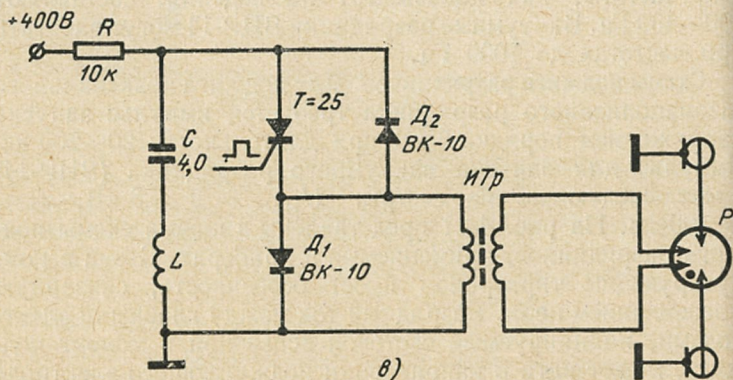
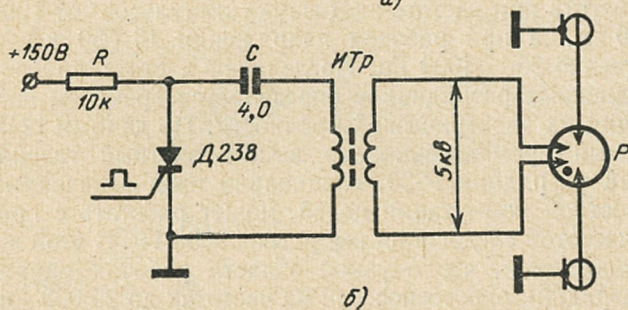
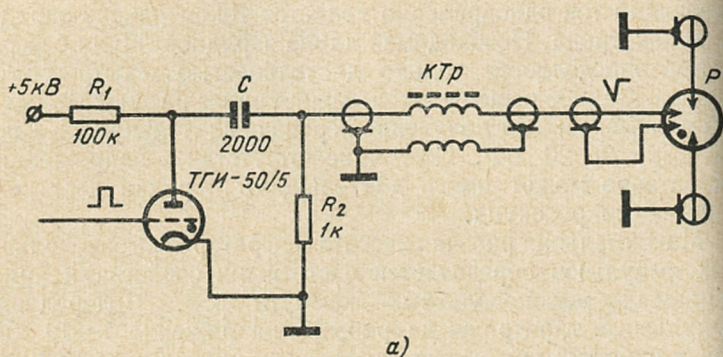


Рис. 4.21. Схема поджига разрядников.

ИТр — импульсный трансформатор; P — разрядник; КТр — кабельный трансформатор.

кабеля [25]. При прохождении импульса поджига токи в проводе и оплетке кабеля направлены встречно, индуктивное сопротивление рассеяния кабельного трансформатора мало [26] и потому не ухудшает фронта поджигающего импульса; при переходе разряда с главного электрода на поджигающий токи в жиле и оплетке кабеля имеют одинаковое направление и кабельный трансформатор выполняет функцию заградительного дросселя.

Схемы рис. 4.21, б, в построены на основе тиристоров и импульсных трансформаторов, вторичная обмотка которых изолирована от корпуса. В первом случае формирование фронта токового импульса определяется процессом установления проводимости тиристора при его включении. Во втором случае фронт выходного импульса тока не зависит от характера установления проводимости тиристора при включении, так как он формируется в момент запираания диода D_1 . Схема рис. 4.21, в работает следующим образом: при включении тиристора T в короткозамкнутом контуре $T - C - L - D_1$, начинается колебательный процесс. В первом же периоде колебания после изменения направления тока тиристор T и диод D_1 запираются. Существенным для рассматриваемой схемы является тот факт, что запираание тиристора, а затем и диода (такая последовательность запираания имеет место в данном случае) происходит после того, как изменившийся направление ток достигает некоторого значения, определяемого зарядом диффузионной емкости $p-n$ переходов, накопленным при прохождении прямого тока [27]. В момент запираания диода D_1 происходит резкое увеличение его сопротивления, что эквивалентно разрыву цепи под током. Если индуктивное сопротивление рассеяния импульсного трансформатора мало, то длительность фронта импульса поджига разрядника соответствует времени восстановления обратного сопротивления диода D_1 , которое по данным испытаний диффузионных диодов типа ВК-2 и ВКДЛ имеет минимальное значение порядка 0,1 мкс.

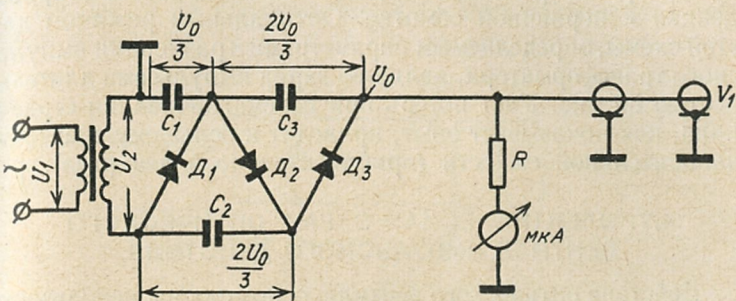
Схемы заряда формирующего кабеля. Заряд формирующего кабеля до номинального напряжения может быть осуществлен с помощью схем, вырабатывающих постоянное или импульсное напряжение. Простейшей является схема умножения напряжения. На рис. 4.21, а представлена схема утроителя напряжения, нагруженного на формирующий кабель. Распределенная емкость кабеля обычно

находится в пределах 2000—3000 пФ. Утечка определяется потреблением измерительного микроамперметра (обычно 50 мкА). Расчет элементов умножителя производится по заданному напряжению на кабеле U_0 , току утечки I_0 и числу каскадов умножения k . Методы расчета умножителей описаны в справочной литературе по радиотехнике [28]. Умножители напряжения применяются при небольшой частоте следования разрядных импульсов. Для заряда кабеля с частотами несколько десятков (сотен) герц может быть использована схема резонансного заряда кабеля. Представленная на рис. 4.22, б схема резонансного заряда позволяет получать близкое к удвоенному напряжению на формирующем кабеле, благодаря колебательному процессу в контуре, содержащем источник питания — конденсатор C_6 , дроссель Dr_2 , кенотрон K и формирующий кабель. Максимальное напряжение на кабеле, если не учитывается активное сопротивление дросселя, равно [9]:

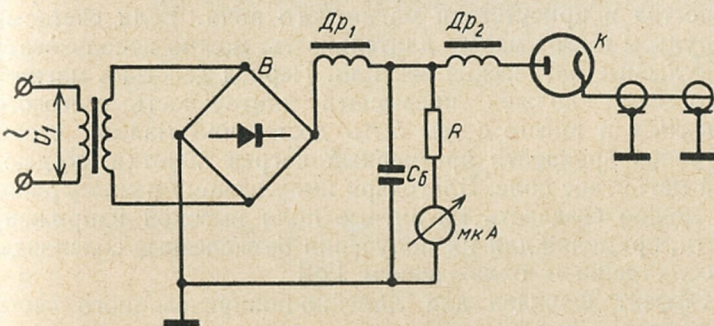
$$U_{c_k} = 2U_{c_6} \frac{C_6}{C_6 + C_k},$$

где C_k — распределенная емкость кабеля. Поэтому, если выполняется условие $C_6 \gg C_k$, максимальное напряжение на кабеле к моменту запираания кенотрона почти удваивается по сравнению с напряжением на буферном конденсаторе C_6 . На рис. 4.22, в представлена схема импульсного заряда. Низковольтная часть схемы содержит накопитель энергии $C_{зар}$, тиристор T для управления импульсным зарядом и первичную обмотку импульсного трансформатора $ИТр$. В высоковольтной части схема содержит вторичную высоковольтную обмотку импульсного трансформатора и формирующий кабель. Момент достижения импульсом амплитуды должен быть синхронизирован с моментом поджига разрядника, либо для предотвращения разряда кабеля в эту цепь должен быть включен высоковольтный кенотрон или полупроводниковый диод. В последнем случае процесс заряда кабеля в рассматриваемой схеме, пересчитанной к вторичной обмотке импульсного трансформатора, аналогичен колебательному процессу в схеме резонансного заряда рис. 4.22, б, при этом функцию дросселя Dr_2 выполняет индуктивность рассеяния импульсного трансформатора $ИТр$.

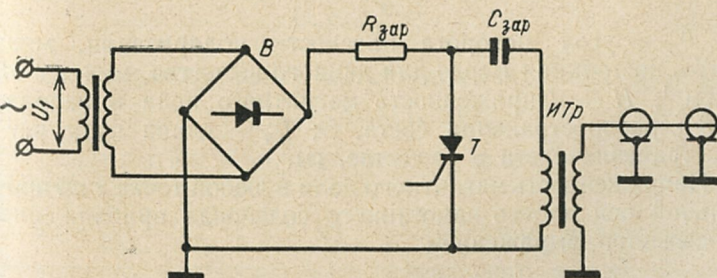
Накопительная емкость $C_{зар}$ определяется по условию полного разряда [9] $C_{зар} = C_k^* = n^2 C_k$, где n — коэффи-



а)



б)



в)

Рис. 4.22. Схемы заряда кабеля от:

а — умножителя напряжения; б — резонансного заряда; в — импульсного заряда:

циент трансформации $И\bar{T}p$; \bar{C}_k^* — емкость кабеля, приведенная к первичной обмотке. Оптимальным режимом для этой схемы, определяемым параметрами и размерами импульсного трансформатора, является заряд импульсами длительностью 50 мкс. Учет потерь при перемагничивании сердечника, как показывает опыт, приводит к большему значению накопительной емкости (приблизительно в два раза).

4.7. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА ОПТИЧЕСКОГО ВЕНТИЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ДЕЙСТВИЯ

Действие оптического вентиля основано на использовании эффекта Фарадея, заключающегося в повороте плоскости поляризации света при прохождении через некоторые вещества в присутствии магнитного поля. Если световые импульсы имеют малую длительность, можно использовать импульсные оптические вентили. Период действия магнитного поля должен превышать длительность светового импульса и вместе с тем быть достаточно малым, чтобы не успел произойти чрезмерный нагрев обмотки, создающей магнитное поле. Благодаря импульсному режиму работы можно создавать магнитные поля высокой напряженности, применяя для их получения безжелезные соленоиды с естественным охлаждением [29].

Эффект Фарадея для линейно-поляризованного света описывается выражением

$$\theta_H = W_B \int_0^{l_{ст}} H dx, \quad (4.21)$$

где θ_H — угол поворота плоскости поляризации, мин; W_B — постоянная Верде для данного вещества, мин·э⁻¹ × × см⁻¹; H — напряженность магнитного поля в направлении распространения света, Э; $l_{ст}$ — длина пути распространения света в веществе, см.

Напряженность магнитного поля в любой точке x на продольной оси плотно намотанного соленоида приближенно описывается выражением

$$H(x) = \frac{N_B i}{2l} \left\{ \frac{l-x}{[r^2 + (l-x)^2]^{1/2}} + \frac{x}{(r^2 + x^2)^{1/2}} \right\} = \frac{N_B i}{2l} f(x), \quad (4.22)$$

где N_B — количество витков обмотки; l — длина соленоида; i — ток в обмотке; r — эффективный радиус соленоида.

На рис. 4.23 показана схема питания соленоида. Пользуясь формулами (4.21) и (4.22), можно определить необ-

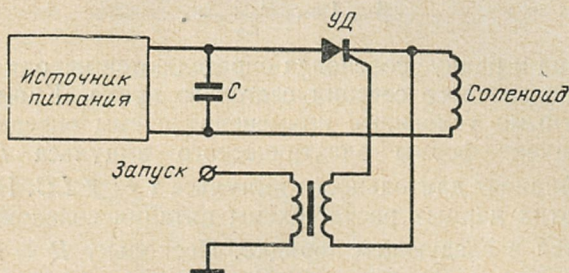


Рис. 4.23. Схема питания соленоида.

ходимую магнитодвижущую силу соленоида и затем рассчитать параметры его обмотки и разрядного контура

$$\theta_n = \int_{1/2(l-l_{ct})}^{1/2(l+l_{ct})} \frac{W_B N_B i}{2l} f(x) dx = \frac{W_B N_B i}{2l} \Phi(l_{ct}, r) =$$

$$= W_B N_B i \frac{l_{ct}}{l} \Phi\left(\frac{r}{2l_{ct}}\right),$$

где

$$\Phi = \int_{1/2(l-l_{ct})}^{1/2(l+l_{ct})} f(x) dx; \quad \Phi = \frac{\varphi}{2l_{ct}}.$$

Отсюда

$$N_B i = \frac{\theta l_{ct}}{W_B \Phi l}. \quad (4.23)$$

Индуктивность соленоида определяется по формуле [30]

$$L = L_0 - \Delta_1 - \Delta_2 = \beta L_0,$$

где $L_0 = \mu_0 N_B^2 \pi r^2 / l$ — индуктивность длинного соленоида ($l \gg r$);

$\Delta_1 = \frac{8}{3\pi} \frac{r}{l} L_0$, $\left(\frac{l}{r} \gg 8\right)$ — уменьшение индуктивности зависящее от соотношения поперечного и продольного размеров соленоида;

$$\Delta_2 = \left(\frac{1}{3} \frac{a}{r} - \frac{1}{12} \frac{a^2}{r^2}\right) L_0,$$

$$\frac{r}{a} \gg 3$$

— уменьшение индуктивности, зависящее от соотношения поперечных размеров обмотки (a) и соленоида (r);

$$\beta = 1 - \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{L_0}.$$

Длина и радиус соленоида определяются исходя из диаметра поперечного сечения светового пучка. Кроме того, конкретными условиями применения схемы определяются коэффициент формы электрического импульса k (4.12) и коэффициент длительности импульса $\tau = \sqrt{LC}$. На основании этих данных расчет схемы питания соленоида производится в следующем порядке. Поскольку $R = k\sqrt{L/C}$, $\tau = \sqrt{LC}$, то при перемножении левых и правых частей этих равенств получим:

$$R\tau = kL \quad \text{или} \quad L/R = k/\tau,$$

$$L = \beta L_0 = \frac{\beta \mu_0 N_B^2 \pi r^2}{l}, \quad (4.24)$$

$$R = \frac{\rho l_{\text{обм}}}{q} \approx \frac{2\rho N_B \pi r}{q}, \quad (4.25)$$

где q — сечение провода обмотки.

В формуле (4.24) длина соленоида может быть выражена через диаметр провода и число витков. Для однослойной обмотки

$$l = d_{\text{пр}} N_B = 2 \frac{\sqrt{q}}{\sqrt{\pi}} N_B. \quad (4.26)$$

Деля (4.24) на (4.25) с учетом (4.26), получим

$$\frac{L}{R} = \frac{\beta \mu_0 \pi}{8\rho} r d_{\text{пр}},$$

откуда определяется диаметр провода обмотки

$$d_{\text{пр}} = \frac{8\rho}{\beta \mu_0 \pi} \frac{\tau}{kr} \left(q = \frac{\pi d_{\text{пр}}^2}{4} \right). \quad (4.27)$$

На основании формулы (4.27) легко определяются остальные параметры схемы:

$$C = k^2 \frac{L}{R^2} = \frac{\beta \mu_0}{4\rho^2 \pi} \frac{k^2 q^2}{l};$$

$$L = \tau^2 / C; \quad N_B = l / d_{\text{пр}};$$

$$R = Lk/\tau; \quad I_{\text{макс}} = [N_B i] / N_B;$$

$$U_0 = (1 + 0,83k) I_{\text{макс}} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Повышение температуры [обмотки от действия одного импульса определяется [по [формуле $\Delta T = hE/V_M$, где $h = 0,285$ град·см³/Дж — удельная теплоемкость меди; E — энергия, запасенная накопителем; V_M — объем обмотки соленоида.

О характере изменения напряженности магнитного поля вдоль оси соленоида можно судить по рис. 4.24. С целью

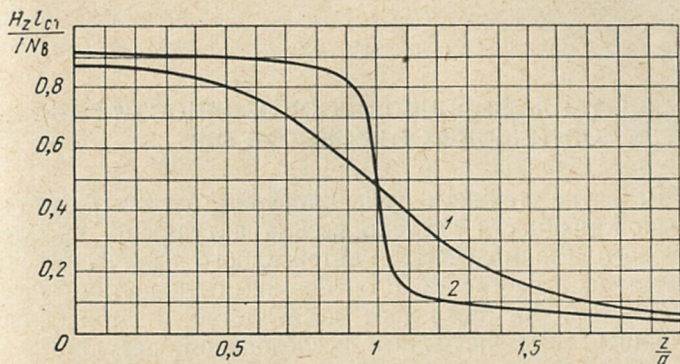


Рис. 4.24. Изменение напряженности магнитного поля в продольном сечении квадратной катушки.

упрощения вычислений построение произведено для катушки квадратного сечения по формулам, приведенным в [31]. Соотношение длины катушки l и размера стороны квадрата поперечного сечения катушки a принято равным двум. Кривая 1 характеризует изменение напряженности магнитного поля на продольной оси катушки, кривая 2 — на линии проходящей через угловую точку поперечного сечения параллельно продольной оси. Начало координат совмещено с центром катушки. Площади, ограниченные указанными кривыми, пропорциональны углу поворота плоскости поляризации проходящего вдоль оси света. Из рисунка видно, что в пределах длины катушки эти площади отличаются в среднем на 12%. За пределами длины катушки разность площадей меняет знак, поэтому длину бруска или цилиндра, применяемого в качестве активной среды вентилля Фарадея, следует брать больше длины катушки.

Для рассматриваемого соотношения размеров катушки интегральная неоднородность магнитного поля не превосходит 1%, если длина стеклянного бруска в два раза больше длины катушки.

ОХЛАЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ

5.1. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ

Развитие техники генерирования световых потоков большой мощности сделало весьма актуальной проблему теплового взаимодействия интенсивного излучения с веществом и, в частности, с оптическими элементами лазерных систем. За последнее десятилетие в этой области появились многочисленные исследования, результаты которых позволили составить представление о характере теплофизических явлений, связанных с работой лазерных элементов, а в ряде случаев позволившие рассчитывать характеристики этих элементов при генерации мощного излучения.

Предметом настоящего рассмотрения не являются вопросы теплового воздействия на вещество мощного излучения, приводящего к разрушению, изменению агрегатного состояния и другим необратимым процессам. Необратимые изменения в оптических элементах ОКГ, вызванные мощным световым излучением, являются основными факторами, ограничивающими предел повышения генерируемой мощности, однако указанные изменения связаны с проблемой лучевой прочности оптических материалов и представляют собой самостоятельное интенсивно развивающееся направление. Ниже кратко показано влияние температуры на основные характеристики лазерных элементов, определяющих эффективность их использования в ОКГ, и в связи с этим обсуждаются некоторые, присущие различным оптическим элементам, особенности, которые необходимо учитывать при реализации их оптимального теплового режима.

Активный элемент. Неизбежность нагревания активного тела ОКГ обусловлена наличием безызлучательных пере-

ходов между энергетическими уровнями активных частиц.

Большую роль в поглощении радиации накачки играет матрица вещества. Так, в спектре поглощения стекла резко выражена полоса поглощения ультрафиолетовой части спектра; у рубина в дополнение к этому имеются достаточно широкие полосы поглощения в далекой инфракрасной области. Нагрев активного элемента вызывает изменение его спектроскопических и оптических характеристик.

Как правило, рост температуры активного вещества сопровождается уменьшением квантового выхода люминесценции на частоте генерации и расширением линии люминесценции, в результате чего уменьшается предельный коэффициент усиления, увеличивается порог и длительность разгорания генерации, снижается энергия генерируемого излучения и к. п. д. генератора [1, 2]. На оптические характеристики активных материалов заметное влияние оказывают температурные градиенты, обусловленные неравномерной плотностью поглощения радиации накачки и конечной теплопроводностью вещества. Температурные градиенты приводят к искажению геометрической формы активного элемента, нарушают его оптическую однородность и вызывают анизотропию материала. Появление оптической анизотропии может существенно изменить поляризационную структуру излучения [3, 4], что в свою очередь ухудшает угловые характеристики излучения, снижает к. п. д. усилительных каскадов ОКГ [5]. Особенностью обеспечения теплового режима активного тела является необходимость теплоотвода без нарушения функционирования активного элемента, т. е. свободное прохождение энергии накачки и энергии генерации через боковые поверхности охлаждаемого образца. Это обстоятельство накладывает существенные ограничения на способы отвода тепла и на физико-химические свойства охлаждающих жидкостей.

Электрооптические светозатворы. В процессе работы ОКГ элементы светозатвора нагреваются за счет поглощения проходящего генерируемого излучения. Количество выделенного тепла определяется оптическими характеристиками поглощения и качеством материала. Рост температуры элемента может заметно сказываться на параметрах моделируемого излучения.

Наиболее чувствительным элементом светозатвора к изменению температуры является электрооптический элемент, полуволновое напряжение которого зависит как от абсолютного значения температуры, так и от величины температурного градиента (см. § 1.7). С изменением полуволнового напряжения связано уменьшение глубины модуляции добротности резонатора. Образующиеся в процессе работы светозатвора градиенты температур приводят к неоднородному изменению объема элементов светозатвора. Кроме того, радиальные градиенты температур приводят к усугублению неравномерности распределения плотности излучения по сечению луча, а осевые градиенты — к нарушению оптической однородности материала вдоль хода луча.

Основными трудностями обеспечения заданного температурного режима светозатворов являются наличие высокого электрического напряжения на боковой поверхности и мощное световое излучение с торцов. При этом следует отметить, что большинство электрооптических материалов являются в высокой степени гигроскопичными и чрезвычайно хрупкими, не допускают значительных температурных градиентов и быстрого изменения температуры во времени. Наряду с мерами по обеспечению оптимального теплового режима светозатворов может быть применена электрическая компенсация, заключающаяся в принудительном изменении полуволнового напряжения в зависимости от изменения температуры электрооптического элемента.

Электрооптические отражатели. В электрооптических отражателях изменение температуры влияет на работу модуляционной зоны таким же образом, как и в электрооптических светозатворах. Наряду с этим в электрооптических отражателях имеет место еще одна существенно влияющая на режим работы особенность, связанная с тепловым нагревом и обусловленная анизотропией свойств материала. Нагрев электрооптических отражателей приводит вследствие анизотропии вещества к разъюстировке их рабочих поверхностей, что вызывает отклонение излучения и вследствие этого ухудшение энергетических параметров ОКГ (см. § 1.8). При построении системы теплоотвода, реализующей оптимальный тепловой режим электрооптических отражателей, необходимо учитывать дополнительные трудности, вызванные наличием рабочих граней полного внутреннего отражения на боковых поверхностях:

границы полного внутреннего отражения должны контактировать только с воздухом или какой-либо другой газообразной средой.

Для исключения влияния разбюстировки рабочих граней используются термокомпенсированные конструкции элементов ([6] и § 1.8).

Нелинейные элементы для получения второй гармоники. Изменение температуры нелинейного элемента для получения второй гармоники происходит в результате поглощения основного излучения и излучения второй гармоники. Результатом изменения температуры является изменение направления синхронизма, зависящего от величины показателей преломления основного излучения и второй гармоники, являющихся, в свою очередь, функциями температуры вещества. Так, для кристаллов KDP направление синхронизма является линейной функцией температуры [7] и изменяется со скоростью 33,6 угл.с/град. Зависимость направления синхронизма от температуры вызывает падение к. п. д. преобразования: при нагреве кристалла КДП на 2° С к. п. д. преобразования уменьшается в 2 раза. Уменьшение к. п. д. особенно заметно при высоких мощностях преобразуемого излучения, что существенно затрудняет получение интенсивных пучков излучения высших гармоник. Последнее замечание требует осуществления высокой температурной стабильности при отсутствии температурных градиентов, что делает проблему обеспечения теплового режима нелинейных элементов для получения вторых гармоник чрезвычайно трудной и существенно ограничивает возможности режимов их работы с большой частотой повторения импульсов.

В нелинейных отражателях, основанных на использовании явления полного внутреннего отражения в анизотропных кристаллах (см. § 2.6), возникают также проблемы, связанные с разбюстировкой рабочих граней, подобные тем, которые имеют место в электрооптических отражателях. При применении цилиндрической оптики для получения второй гармоники к. п. д. преобразования может существенно снизиться из-за различной температурной зависимости фокусных расстояний обыкновенных и необыкновенных компонент излучения при $oe \rightarrow e$ взаимодействии.

Фототропные светозатворы. Энергия генерируемого излучения, поглощаемая фототропными материалами, вызы-

вают в них как обратимые, так и необратимые физико-химические изменения (см. § 1.6). В настоящее время вопросы, связанные с нейтрализацией влияния поглощаемой световой энергии, мало изучены. Основным способом борьбы с вредным воздействием поглощаемой энергии излучения является замена жидкой фототропной среды путем ее прокачки.

Оптические элементы резонаторов. Изменение температуры элементов лазерных резонаторов (линз, поляризующих устройств, призм, зеркал и т. п.) может быть обусловлено в основном только поглощением генерируемого излучения в материале. Влияние температуры на такие элементы проявляется в изменении их геометрической формы и оптической плотности, что приводит к нарушению оптических свойств, определяющих их роль в лазерном резонаторе. Трудности обеспечения заданного теплового режима связаны с наличием рабочих поверхностей (отражающих и преломляющих граней), допускающих контакты, как правило, только с газообразными средами.

Таким образом, на основании изложенного видно, что рабочие характеристики оптических элементов лазерных схем существенно зависят от температуры, при которой они функционируют. Большое влияние на параметры излучения и надежность элементов оказывают температурные градиенты, образующиеся в материале в процессе их работы. Для уменьшения нагрева оптических элементов ОКГ, а также для их температурной стабилизации применяют различные способы охлаждения. Назначение способа теплоотвода, выбор определенного типа хладагента, оптимизация характеристик системы охлаждения и всего прибора с учетом рассмотренных выше особенностей работы оптических элементов возможны лишь при детальном исследовании температурного поля по объему оптических элементов ОКГ в зависимости от энергии радиационного обмена, параметров вещества и эффективности теплоотвода.

Таким образом, необходимым моментом разработки систем на базе ОКГ является решение задачи об определении температурного режима его оптических элементов, при котором обеспечиваются заданные генерационные характеристики.

5.2. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ

Определенная доля взаимодействующего с веществом оптического элемента излучения (радиация источников накачки, стимулированное излучение), обусловливаемая спектроскопическими характеристиками и качеством материала, особенностями его конструкции и т. п., поглощается оптическим элементом. Преобразование поглощенной лучистой энергии в тепловую в объеме образца происходит практически мгновенно по сравнению с процессами теплопередачи. Поэтому элемент, разогревающийся за счет внешних радиационных источников, принято рассматривать как тело с внутренними источниками тепла.

Методика определения теплового режима оптического элемента, излагаемая ниже, построена именно на предположении о внутреннем тепловыделении в объеме вещества, поэтому специфика работы того или иного элемента при расчетах может и не учитываться. С этой точки зрения результаты, полученные для конкретизации обсуждений на примере активного тела, справедливы и для других лазерных оптических элементов.

Как известно, режим работы импульсного ОКГ состоит из циклов, включающих период оптической накачки и следующую за ним паузу — период охлаждения. Проследим изменение температуры некоторой произвольной точки активного тела в процессе работы ОКГ. Качественная диаграмма разогрева активного тела представлена на рис. 5.1.

До момента t_1 , т. е. до начала работы системы оптической накачки, температура в указанной точке равна температуре охлаждающей среды T_f . В период оптической накачки за время, равное $t_n = t_2 - t_1$, температура тела растет и к концу периода становится равной $T_{n,1}$. После прекращения действия оптической накачки в период времени $t_o = t_3 - t_2$ — период охлаждения — температура понижается до величины $T_{0,1}$. В момент времени t_3 заканчивается 1-й цикл работы ОКГ. На практике обычно длительности периода накачки t_n и периода охлаждения сохраняются от цикла к циклу и, следовательно:

$$t_n = t_n + t_o = \text{const.} \quad (5.1)$$

В момент времени t_3 снова включается система оптической накачки; начинается второй цикл работы ОКГ, темпе-

ратура активного тела увеличивается и к концу периода накачки t_4 достигает значения $T_{н,2}$. В последующем периоде охлаждения, аккумулированная активным телом энергия накачки частично отводится охлаждающей средой, температура снижается до $T_{0,2}$. Можно предполагать, что многократное повторение периодов накачки с последующими

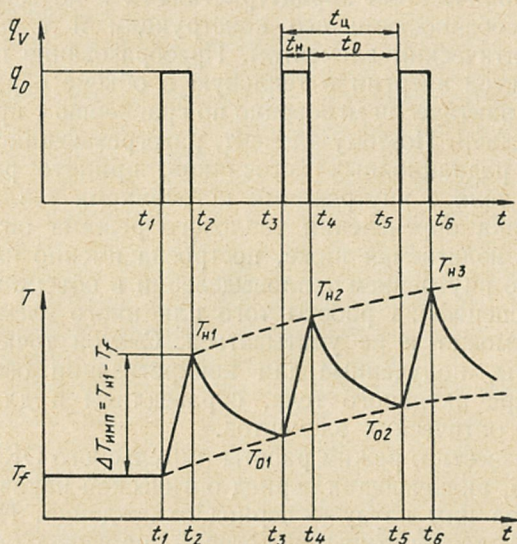


Рис. 5.1. Диаграмма разогрева активного элемента ОКГ в режиме квазинепрерывной посылки импульсов.

периодами охлаждения приведет к некоторому квазистационарному состоянию, характеризующемуся тем, что в сходственные моменты времени следующих друг за другом циклов температурное поле в активном теле ОКГ воспроизводится по профилю и величине.

Длительности импульсов оптической накачки в существующих ОКГ лежат в пределах $10^{-5} - 10^{-3}$ с, а частоты их повторения редко превышают 10—50 Гц; другими словами, скважность импульсов накачки и, следовательно, тепловых импульсов составляют $10^2 - 10^4$, а для ОКГ с энергией излучения в импульсе более 30 Дж достигает 10^7 . Таким образом, теплообмен совершается в основном между очередными импульсами накачки в период охлаждения.

В этом периоде происходит изменение температуры во времени и по сечению активного тела.

Пусть активное тело оптического квантового генератора имеет форму цилиндра с радиусом R и длиной L , причем $L \gg R$. Цилиндр отдает тепло в окружающую среду через боковую поверхность. Найдем температурное поле в указанном образце для произвольного момента работы импульсного ОКГ в режиме повторения импульсов. Решение задачи проведем при следующих допущениях: физические параметры тела (коэффициент теплопроводности λ_T , удельная теплоемкость c_T , плотность ρ_T и, следовательно, коэффициент температуропроводности a_T) в рассматриваемом интервале температур постоянны, так как время накачки весьма мало и $t_0 \gg t_n$, то теплоотвод и перераспределение температур по сечению в процессе накачки не учитывается, т. е. процесс нагрева при накачке предполагается адиабатическим; поглощение радиации накачки происходит равномерно по объему образца с плотностью q_V . Следовательно, под действием источников накачки температура тела возрастает на величину $\Delta T_{\text{имп}}$:

$$\Delta T_{\text{имп}} = \frac{1}{c_T \rho_T} \int_0^{t_n} q_V dt. \quad (5.2)$$

Коэффициент теплообмена α_T на границе стержня и среды одинаков во всех точках наружной поверхности тела и постоянен во времени; к моменту первой накачки тело по всему объему имеет температуру окружающей среды ($T - T_f = 0$); перепады температуры по длине цилиндра отсутствуют: изотермические поверхности представляют коаксиальные цилиндры, температура есть функция только одной координаты и времени; количество поглощаемой активным телом энергии источников накачки сохраняется от цикла к циклу, т. е. $\Delta T_{\text{имп}} = \text{const}$.

Таким образом, процесс охлаждения в m -м цикле активного тела ОКГ в математическом отношении сводится к решению задачи о нестационарной теплопроводности длинного кругового цилиндра при граничных условиях третьего рода. Такая задача решалась различными методами: методом Гринберга [8—10], методом разделения переменных [11—12], операционным методом и методом интегральных преобразований типа Ханкеля [13—14]. Во всех слу-

чаях был получен результат в виде

$$T_m(r, t) - T_f = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\alpha_T R \Delta T_{\text{имп}} J_0 \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) \left[1 - \exp \left(-m \mu_n^2 \frac{a_T t_0}{R^2} \right) \right] \times \exp \left(-\mu_n^2 \frac{a_T t}{R^2} \right)}{\lambda_T J_0(\mu_n) \left[\mu_n^2 + \left(\frac{\alpha_T R}{\lambda_T} \right)^2 \right] \left[1 - \exp \left(-\mu_n^2 \frac{a_T t_0}{R^2} \right) \right]}, \quad (5.3)$$

где μ_n — корни характеристического уравнения (значения μ_n приведены в [15]); $J_0(\mu)$ — функции Бесселя первого рода, обычно представляемые также в виде числовых таблиц [16].

Аналогичным путем можно рассмотреть и более сложные случаи: квазинепрерывный режим работы ОКГ с учетом теплообмена в процессе накачки и произвольном распределении плотности поглощенной радиации накачки по объему активного тела. Однако окончательные результаты получаются в виде громоздких выражений [8, 13, 17, 18], практическое использование которых затруднительно и требует значительных затрат времени и вычислительных средств. Решение задач крайне усложняется при рассмотрении тепловых режимов тел, по форме отличных от цилиндрической. Если при этом учесть, что исходные данные, такие, как функция тепловыделения, теплофизические характеристики активных материалов, коэффициент теплообмена, определены весьма приближенно, то широкое применение точных решений становится неоправданным; их следует рассматривать как эталонные при оценке качества предлагаемых приближенных решений [19].

Из большого разнообразия приближенных методов, используемых при решении дифференциальных уравнений с весьма общими краевыми условиями, широкое распространение получили прямые методы и в первую очередь метод конечных разностей и вариационные методы.

Выбор между методами приближенного исследования зависит от конкретной задачи и оценки затрат времени для ее решения с приемлемой степенью точности. Для метода конечных разностей последнее замечание является существенным, поскольку его реализация связана с большим числом однообразных вычислительных операций, особенно трудоемких и оказывающихся весьма продолжительными

при решении уравнений, включающих различного рода нелинейности.

Вариационными методами обычно пользуются при решении задач механики и теории упругости. В последнее время значительное внимание уделяется разработке этих методов применительно к тепловым задачам. Успех вариационных методов состоит в том, что эти методы в большинстве случаев являются наиболее простыми методами; они значительно сокращают технику вычисления. Началом применения вариационных методов к решению тепловых задач явились работы [20], основанные на использовании интегрального условия теплопроводности

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_V [T(x, y, z, t) - T_f] dV = \\ & = a_T \sum_{i=1}^h \int_{S_h} \left[\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial n} \right]_w dS, \end{aligned} \quad (5.4)$$

которое можно получить при объемном интегрировании дифференциального уравнения теплопроводности и последующем применении теоремы Остроградского — Гаусса. В выражении (5.4) S_h — ограничивающие объем поверхности; индекс w привязывает соответствующие величины к поверхности рассматриваемого тела.

При использовании (5.4) задается вид приближенного решения таким образом, чтобы удовлетворялись соответствующие граничные условия. Последовательные операции подстановки выбранной функции в интегральное соотношение (5.4) и удовлетворения минимуму функционала, построенного по среднеквадратичным отклонениям решения от начального условия, приводят к приближенному ответу задачи. В случае же классических задач при соответствующем выборе функции использование метода позволяет получить их точное решение.

В дальнейшем анализ температурного режима оптических элементов ОКГ будет проводиться в безразмерных величинах, а именно: $\Theta = \frac{T - T_f}{T_{\text{макс}} - T_f}$ — безразмерная температура образца; $T_{\text{макс}}$ — максимальная температура процесса. Как правило, величина $T_{\text{макс}}$ является исходной при анализе теплового режима оптического элемента ОКГ. Введение ее в качестве масштаба при построении безразмерной температуры ограничивает пределы изменения темпера-

туры числовым интервалом [0; 1]: Это упрощает вычислительные операции и позволяет строить наглядные зависимости.

$Fo = a_T t / L_a^2$ — критерий Фурье, безразмерный комплекс, представляющий в расчетах время протекания процессов; L_a — характерный размер тела, определяемый, например, из соотношения $L_a = V/S$, где V и S — соответственно объем и площадь поверхностей исследуемого образца.

$Bi = \alpha_T L_a / \lambda_T$ — критерий Био, безразмерный комплекс, характеризующий в наших задачах эффективность теплообмена элемента с охлаждающей средой.

$Ki = q_V L_a^2 / [\lambda_T (T_{\max} - T_f)]$ — критерий Кирпичева, безразмерный комплекс, представляющий в расчетах действие внутренних источников тепла.

В зависимости от требуемых генерационных параметров и возможностей системы накачки в ОКГ применяют активные тела разных размеров* (см. § 1.2). В широких пределах на практике варьируются условия охлаждения, плотность внутренних источников тепла и их действие во времени. Естественно, что и величины соответствующих критериев

Т а б л и ц а 5.1

Материал	Число Bi в единицах R при охлаждении			Число Fo в единицах t/R^2	
	воздушном $\alpha_T = 5 \div 500$	жидкостном $\alpha_T = 103 \div 104$ $T_f = 300 \text{ К}$	криогенном $\alpha_T = 103 \div 3 \times 10^4$ $T_f = 77 \text{ К}$	при 300 К	при 77 К
Рубин	0,0001—0,1	0,02—0,2	0,001—0,03	14,5	3000
Вольфрамат кальция	0,001—0,1	0,2—2	0,1—3	1,25	—
Неодимовое стекло	0,005—0,5	1—10	3—100	0,35	0,3
Иттриево-алюминиевый гранат	0,0004—0,4	0,08—0,8	0,004—0,12	—	1

П р и м е ч а н и е. R — радиус активного элемента, мм; α_T — коэффициент теплообмена, Вт/м²/град; τ — длительность процесса, с.

* В некоторых случаях предельные размеры тел ограничиваются технологическими возможностями. Так, радиусы рубиновых стержней не превосходят 10—12 мм в то время как у стержней из неодимового стекла диаметры могут быть 45—60 мм и выше.

имеют достаточно большой диапазон изменения. В табл. 5.1 приведены численные значения критериев Bi и Fo для ряда материалов активных тел, выполненных в виде кругового цилиндра. Для этих материалов в табл. 5.2 сведены их теплофизические характеристики.

Таблица 5.2

Материал	Температура T_f , К	Плотность ρ_T , г/см ³	Удельная теплоемкость c_T , Дж/г \times \times град	Коэффициент теплопроводности λ_T , Вт/м \cdot град
Рубин	300 200 65	3,99 — —	0,779 0,510 0,045	45 80 1040
Неодимовое стекло	300	2,95	0,795	0,82
Вольфрамат кальция	300	6,06	0,435	4,3
Гранат	300	4,2	0,585	12,6

Период оптической накачки. Для периода действия внутренних источников тепла (периода работы источников оптической накачки) математическая постановка задачи о температурном поле в активном теле в форме длинного цилиндра имеет вид:

$$\frac{\partial \Theta(r_1, Fo)}{\partial Fo} = \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} \left[r_1 \frac{\partial \Theta(r_1, Fo)}{\partial r_1} \right] + Ki^2(r_1, Fo), \quad (5.5)$$

$$Fo = 0, \quad \Theta(r_1, 0) = \Theta_0(r_1), \quad (5.6)$$

$$-\left[\frac{\partial \Theta(r_1, Fo)}{\partial r_1} \right]_{r_1=1} = Bi [\Theta(r_1, Fo)]_{r_1=1}, \quad (5.7)$$

$$\left[\frac{\partial \Theta(r_1, Fo)}{\partial r_1} \right]_{r_1=0} = 0. \quad (5.8)$$

В приведенной линейной системе выражение (5.5) — уравнение теплопроводности, записанное для бесконечно длинного кругового цилиндра с внутренними источниками тепла; выражение (5.6) — краевое (начальное) условие задачи (как правило, перед началом работы прибора рабочее

тело по всему объему имеет температуру, равную температуре охлаждающей среды, т. е. $\Theta(r_1, 0) = 0$); выражение (5.7) представляет закон теплообмена на поверхности образца (граничное условие III рода); предполагается что коэффициент теплообмена α по всей поверхности образца одинаков и не меняется по времени; выражение (5.8) — условие симметрии поля температур относительно центра образца.

При точном решении системы (5.5) — (5.8), как уже указывалось выше, результат получается в виде бесконечного ряда [15, 23]. Практическое использование такого решения для широкого круга проблем, особенно если плотность внутренних источников тепла меняется во времени и по сечению тела, весьма затруднительно. Проинтегрируем систему приемом, основанным на использовании соотношения (5.4).

Интегральное соотношение теплопроводности (5.4) с учетом равенства (5.7) в рассматриваемом случае представляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial Fo} \int_0^1 \Theta(r_1, Fo) r_1 dr_1 = -Bi [\Theta(r_1, Fo)]_{r_1=1} + \\ + \int_0^1 Ki(r_1, Fo) r_1 dr_1. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Решение системы (5.5) — (5.8) будем отыскивать в виде

$$\Theta(r_1, Fo) = C(Fo) (1 - Br_1^2). \quad (5.10)$$

Подставив функцию (5.10) в соотношение (5.9) и выполнив соответствующие операции, получим дифференциальное уравнение относительно $C(Fo)$, решение которого запишется так:

$$\begin{aligned} C(Fo) = \left[C_0 + \frac{k}{2B} \int_0^{Fo} \int_0^1 Ki(r_1, Fo) \exp(k Fo) \times \right. \\ \left. \times r_1 dr_1 dFo \right] \exp(-k Fo). \end{aligned} \quad (5.11)$$

Неизвестные коэффициенты B и k определяются из граничного условия (5.7)

$$B = \frac{Bi}{2 + Bi}, \quad k = \frac{8Bi}{4 + Bi}. \quad (5.12)$$

Численные значения B и k как функции числа Bi приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Bi	k	B	P
0,01	0,0200	0,0050	1,0025
0,04	0,0792	0,0196	1,0100
0,1	0,1951	0,0476	1,0242
0,5	0,8889	0,2000	1,1066
1,0	1,6000	0,3333	1,1842
5,0	4,4444	0,7143	1,4104
10,0	5,7143	0,8333	1,4651
20,0	6,6667	0,9091	1,4887
50,0	7,4074	0,9615	1,4979
100,0	7,6923	0,9804	1,4994
∞	8,0000	1,0000	1,0000

Постоянная интегрирования C_0 находится из условия минимума функционала, составленного по среднеквадратичным отклонениям искомой функции от величины $\Theta(r_1)$ для момента времени $Fo=0$:

$$\delta \int_0^1 [\Theta_0(r_1) - C_0(1 - Br_1^2)]^2 r_1 dr_1 = 0, \quad (5.13)$$

откуда (см. подробно работу [24])

$$C_0 = \frac{\int_0^1 \Theta_0(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{\int_0^1 (1 - Br_1^2)^2 r_1 dr_1}. \quad (5.14)$$

Если тело имеет повсюду одинаковую начальную температуру Θ_0 , т. е. $\Theta_0(r_1) = \Theta_0 = \text{const}$, то последнее выражение переходит в следующее:

$$C_0 = \frac{1 - 0,5B}{1 - B + (B^2/3)} \Theta_0 = P \Theta_0. \quad (5.15)$$

Окончательно имеем

$$\Theta(r_1, Fo) = \left[\frac{\int_0^1 \Theta_0(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{0,5 \left(1 - B + \frac{B^2}{3} \right)} + \right. \\ \left. + \frac{k}{2B} \int_0^{Fo} \int_0^1 Ki(r_1, Fo) \exp(k Fo) r_1 dr_1 dFo \right] \times \\ \times (1 - Br_1^2) \exp(-k Fo). \quad (5.16)$$

В соотношении (5.16) отчетливо видна роль источников тепла в формировании температурного поля в активном теле. Кроме того, по (5.16) можно достаточно просто проследить роль внешнего теплообмена во время оптической накачки.

В соответствии с общепринятым среднеобъемная температура цилиндра определяется по формуле

$$\bar{\Theta}(Fo) = 2 \int_0^{Fo} \int_0^1 Ki(r_1, Fo) \exp(k Fo) \times \\ \times r_1 dr_1 dFo \exp(-k Fo). \quad (5.17)$$

С другой стороны, полагая нагрев в процессе накачки адиабатическим, т. е. $Bi \rightarrow 0$, из выражения (5.7) получаем

$$\bar{\Theta}^a g(Fo) = 2 \int_0^{Fo} \int_0^1 Ki(r_1, Fo) r_1 dr_1 dFo. \quad (5.18)$$

Введем в рассмотрение величину δ_a по соотношению $\bar{\Theta}(Fo) = \delta_a \bar{\Theta}^a g(Fo)$. Величина δ_a является корректирующим множителем для результатов, полученных в предположении адиабатического процесса оптической накачки. При временном ходе накачки в виде прямоугольного импульса с учетом соотношений (5.17) и (5.18) значения δ_a можно вычислить по формуле

$$\delta_a = \frac{1 - \exp(-k Fo)}{k Fo}. \quad (5.19)$$

Графическая интерпретация (5.19) представлена на рис. 5.2. Так, в области комнатных температур для рубина $Fo_n < 0,01$ и $Bi < 2$; в этих условиях учитывать теплообмен в процессе накачки не следует, ошибка составляет не более 2%.

В периодической научно-технической литературе опубликован целый ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию нагрева активных элементов твердотельных ОКГ (см. обзор [26]). Так, например, в [27] интерферометрическим методом изучалась кинетика изменения температуры во время оптической накачки в полированных рубиновых стержнях. Наблюдаемая линейная зависимость температуры в центре образца от времени является следствием адиабатичности нагрева в процессе накачки.

При криогенном охлаждении рубиновых стержней наряду с ростом числа Fo вследствие аномального увеличения коэффициента теплопроводности уменьшается значение Bi (при $T = 77$ К $Bi < 0,2$). В указанных условиях величина ошибки несколько увеличивается и составляет величину порядка 6%. Лишь при очень затянутых разрядах ламп накачки и больших размерах кристаллов в области низких температур тепловой расчет для рубиновых стержней следует корректировать с учетом теплообмена в процессе накачки. Для других материалов в области температур, близких к $T = 300$ К производить такой учет нецелесообразно. В области низких температур поправку нетрудно определить из рис. 5.2 с помощью табл. 5.1*.

Как уже указывалось, форма импульса оптической накачки может иметь различную конфигурацию: прямоугольную, колоколообразную, трапецеидальную, а поле поглощения радиации накачки хорошо представляется степенным рядом или комбинацией элементарных функций. Во всех случаях выполнение интегрирования в приведенных выше расчетных рекомендациях не вызывает затруднений. В предположении прямоугольной формы импульса $K_i(Fo) = \text{const}$ и равномерной по объему плотности поглощения радиации накачки при $\Theta_0(r_1) = 0$ (5.16) предста-

* Изложенное хорошо согласуется с результатом работ [1,10], где вопрос о влиянии неравномерности накачки на тепловой режим активного тела ОКГ исследовался по точному решению системы (5.5)—(5.8).

вится так:

$$\Theta(r_1, Fo) = \frac{Ki}{4B} (1 - Br_1^2) [1 - \exp(-k Fo)]. \quad (5.20)$$

С увеличением длительности действия источников оптической накачки ОКГ температурное поле в активном теле переходит в поле установившегося режима

$$\Theta(r_1) = \frac{Ki}{4} \left(1 + \frac{2}{Bi} - r_1^2\right). \quad (5.21)$$

Особенности такого режима подробно рассмотрены при анализе теплового режима оптических квантовых генераторов непрерывного действия [29—34]. Здесь же отметим, что

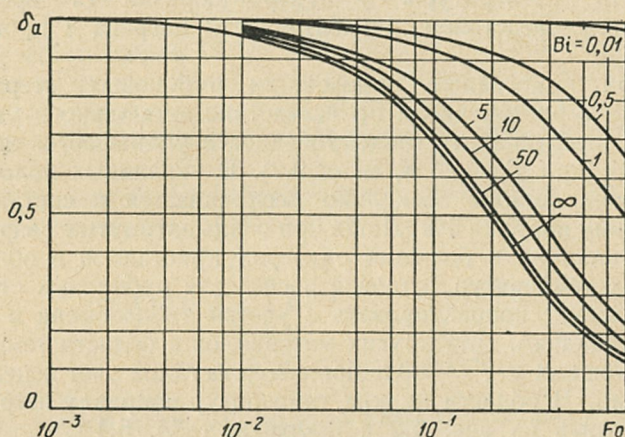


Рис. 5.2. Оценка влияния теплообмена в период действия источников оптической накачки на температурный режим активных элементов ОКГ.

выражение (5.21) является точным решением стационарной задачи о температурном поле цилиндра с внутренними источниками тепла при граничных условиях III рода (см., например, [15]).

Влияние эффективности охлаждения на тепловой режим активных тел в формулах (5.16) и (5.20) связано с зависимостью коэффициентов B и k от Bi . Как показывает расчет, реализация $Bi > 10$ практически не влияет ни на профиль температурного поля, ни на уровень температур, при этом $B \rightarrow 1$, $k \rightarrow 8$. Указанные формулы при $Bi \rightarrow \infty$ упрощаются, и при адиабатической однородной накачке пере-

ходят в следующую:

$$\Theta(F_0) = K_i F_0. \quad (5.22)$$

Период охлаждения. После прекращения оптической накачки активное тело охлаждается с понижением уровня и изменением профиля температурного поля. При написании системы уравнений, описывающих температурное поле в периоде охлаждения, естественным было сохранить граничные условия (5.7) — (5.8) к (5.5), (5.6), а начальным условием для периода охлаждения полагать поле температур в конце периода действия внутренних источников тепла, определяемое по выражению (5.16) для $F_0 = F_{0н}$; при решении такой системы сохраним изложенный выше прием интегрирования. Окончательно получим

$$\begin{aligned} \Theta_0(r_1, F_0) = & \left[\frac{\int_0^1 \Theta_0(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{0,5(1 - B + B^2/3)} + \right. \\ & \left. + \frac{k}{2B} \int_0^{F_{0н}} \int_0^1 K_i(r_1, F_0) \exp(k F_0) r_1 dr_1 dF_0 \right] \times \\ & \times (1 - Br_1^2) \exp[-k(F_{0н} + F_0)]. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Индексы «н» и «о» относят величины соответственно к периодам накачки и охлаждения; если они стоят при F_0 , то это означает конец соответствующего периода.

Выражение (5.23) отражает общий случай, когда при определении $\Theta_н(r_1, F_0)$ на начальное распределение температуры $\Theta_0(r_1)$ по радиусу стержня ограничений не накладывалось.

Квазинепрерывный режим посылки импульсов. В зависимости от практических задач, решаемых с помощью ОКГ, режим посылки импульсов излучения может быть квазинепрерывным и сериями. В режиме квазинепрерывной посылки импульсов длительность цикла (частота следования импульсов), как правило, сохраняется во времени, т. е. $F_{0ц} = \text{const}$. Однако возможны случаи, когда $F_{0ц} \neq \text{const}$, особенно при большой скважности импульсов. При этом зачастую можно полагать, что квазинепрерывный режим посылки импульсов переходит в режим одиночных циклов, т. е. влияние предыдущих периодов действия источников

оптической накачки на температурный режим активного тела ОКГ не проявляется.

При квазинепрерывном режиме посылки импульсов в m -м цикле температурное поле для периода оптической накачки можно определить из решения системы (5.5) — (5.8), в котором начальное условие следует понимать так:

$$Fo = 0; \quad \Theta_{n, m}(r_1, 0) = \Theta_{o, m-1}(r_1, Fo_o), \quad (5.24)$$

а в последующем цикле при $Ki = 0$ со следующим начальным условием:

$$Fo = 0, \quad \Theta_{o, m}(r_1, 0) = \Theta_{n, m}(r_1, Fo_n). \quad (5.25)$$

При этом удастся в расчетные соотношения ввести характеристики первого цикла работы ОКГ (см. подробно [24])

$$\begin{aligned} \Theta_{n, m}(r_1, Fo_n) = & \left\{ \frac{2 \int_0^1 \Theta_o(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{1 - B + B^2/3} \exp [-(m - \right. \\ & \left. - 1) k Fo_n] + \Delta \Theta_{n, 1}(Fo_n) \frac{1 - \exp (-mk Fo_n)}{1 - \exp (-k Fo_n)} \right\} \times \\ & \times (1 - Br_1^2) \exp (-k Fo_n), \end{aligned} \quad (5.26)$$

$$\begin{aligned} \Theta_{o, m}(r_1, Fo_o) = & \left\{ \frac{2 \int_0^1 \Theta_o(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{1 - B + B^2/3} \exp [-(m - \right. \\ & \left. - 1) k Fo_n] + \Delta \Theta_{n, 1}(Fo_n) \frac{1 - \exp (-mk Fo_n)}{1 - \exp (-k Fo_n)} \right\} \times \\ & \times (1 - Br_1^2) \exp (-k Fo_n), \end{aligned} \quad (5.27)$$

где

$$\Delta \Theta_{n, 1}(Fo_n) = \frac{k}{2B} \int_0^{Fo_n} \int_0^1 Ki(r_1, Fo) \exp(k Fo) r_1 dr_1 dFo. \quad (5.28)$$

При $m \rightarrow \infty$ активное тело ОКГ выходит в квазистационарный режим. Как правило, характеристики квазистационарного состояния наиболее интересны, а расчет их упрощается, так как они полностью определяются параметрами первого цикла, и исходное температурное поле

перед первым периодом оптической накачки на распределение температуры по сечению образца не оказывает влияния

$$\Theta_{n, \infty}(r_1, Fo) = \Delta\Theta_{n, 1}(Fo_n)(1 - Br_1^2) \frac{\exp(-kFo)}{1 - \exp(-kFo_n)}, \quad (5.29)$$

$$\Theta_{0, \infty}(r_1, Fo) = \Delta\Theta_{n, 1}(Fo_n)(1 - Br_1^2) \frac{\exp[-k(Fo_n + Fo)]}{1 - \exp(-kFo_n)}. \quad (5.30)$$

На практике распределение поглощенной активным телом энергии оптической накачки по сечению тела отличается от равномерного. Расчетам по определению указанного распределения в литературе уделено большое внимание [1, 30—32], так как именно с неравномерной плотностью поглощенной радиации накачки и эффектом теплопроводности увязывают нарушение оптической однородности образца, ухудшение генерационных характеристик и разрушение образца. Однако учет такой неравномерности при выборе оптимальных условий охлаждения и определении температурного поля связан с определенными трудностями. Получаемые аналитические выражения, как уже отмечалось, сложны и трудно поддаются исследованию. Тем не менее можно получить ответ на вопрос с помощью приближенных методов.

Как было показано выше, в подавляющем большинстве случаев процесс оптической накачки можно полагать адиабатическим. Тогда функция, описывающая распределение поглощенной радиации накачки, представляет собой непрерывную плавную кривую, которая с достаточной степенью точности может быть аппроксимирована полиномом вида

$$Ki(r_1) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i (-1)^{i+1} r_1^{2(i-1)}. \quad (5.31)$$

С учетом этого, температурное поле в 1-м цикле и ∞ -м цикле для $\Theta_0(r_1) = 0$ соответственно записывается следующим образом:

$$\Theta_{0, 1}(r_1, Fo) = D(1 - Br_1^2) \exp(-kFo), \quad (5.32)$$

$$\Theta_{0, \infty}(r_1, Fo) = \frac{D(1 - Br_1^2) \exp(-kFo)}{1 - \exp(-kFo_n)}, \quad (5.33)$$

где для $i=2$ коэффициент D определяется из выражения

$$D = \frac{a_1(1-0,5B) - \frac{a_2}{2} \left(1 - \frac{2}{3}B\right)}{1 - B + \frac{B^2}{3}}, \quad (5.34)$$

а в предположении равномерного распределения имеет вид

$$D = P\Theta_{\text{имп}}. \quad (5.35)$$

О влиянии неравномерности поглощения радиации накачки можно судить по величине коэффициента δ_n , определяемого отношением температур, вычисленных с учетом неравномерности оптической накачки к значениям температур при равномерном приближении в пределах любого цикла. Для сходственных моментов времени в сходственных точках для δ_n получим соотношение

$$\delta_n = 1 + \frac{B}{6 \left(1 - \frac{B}{2}\right) \left(2 \frac{a_1}{a_2} - 1\right)}. \quad (5.36)$$

Показателем неравномерности может служить отношение коэффициентов a_1/a_2 . Действительно, при $a_2 > 0$ плотность радиации накачки увеличивается к центру. Показатель неравномерности температурного поля находится в пределах $[1; \infty]$: $a_1/a_2 \rightarrow \infty$ соответствует равномерной плотности поглощения радиации накачки; $a_1/a_2 = 1$ — максимально возможной неравномерности (поверхность вещества не поглощает энергию накачки).

При $a_2 < 0$ плотность поглощенной радиации накачки уменьшается к центру. Показатель неравномерности температурного поля может меняться в пределах $[0; -\infty]$: $a_1/a_2 \rightarrow \infty$ — однородное поле поглощения; $a_1/a_2 = 0$ — максимальная неравномерность (энергия накачки не доходит до центра).

На рис. 5.3 представлена графическая интерпретация уравнения (5.40). Как следует из рисунка, при числах $Bi < 0,1$ вообще не следует учитывать в расчетах факт неравномерного поля поглощения радиации накачки (ошибка менее 2%). При $Bi > 0,1$ могут иметь место существенные неточности в расчете. Как и следовало ожидать, влияние неравномерности поля накачки при $a_2 < 0$ слабее, чем при $a_2 > 0$, однако и здесь ошибки могут принимать большие значения. При этом результат оказывается зани-

женным по сравнению с расчетами в равномерном приближении, которые при $a_2 > 0$ дают завышенный результат.

Но следует отметить, что на практике явление неравномерного поглощения энергии накачки крайне нежелательно и может быть уменьшено введением фильтрующих элементов, иммерсионных жидкостей, специальных конструкций осветительных систем, оптимизацией геометрических факторов элементов накачки и активных тел и т. д. Поэтому, как правило, $\left| \frac{a_1}{a_2} \right| \geq 2$. В этих условиях в проводимых тепловых расчетах можно не учитывать неравномерность поглощения радиации накачки активным веществом, так

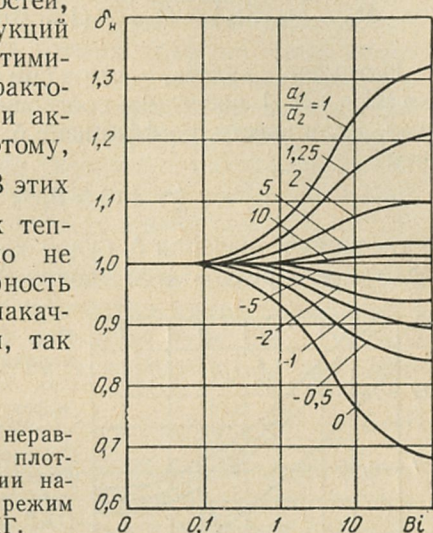


Рис. 5.3. Оценка влияния неравномерности распределения плотности поглощенной радиации накачки на температурный режим активного элемента ОКГ.

как даже для $Bi = 100$ при $a_2 > 0$ $\delta_n < 1,11$ и при $a_2 < 0$ $\delta_n > 0,93$. Естественно с ростом $\left| \frac{a_1}{a_2} \right|$ ошибки заметно снижаются.

Часто при проведении различного рода исследований с применением оптических квантовых генераторов возникает вопрос определения промежутка времени, по истечении которого в пределах заданной точности в активном теле после оптической накачки восстанавливается исходное поле температур. Другими словами, интерес представляет решение такой задачи: когда можно полагать, что режим повторения импульсов эквивалентен с точки зрения теплового состояния стержня режиму одиночных импульсов. С помощью приведенных формул можно получить ответ.

Пусть активное тело при мгновенной однородной оптической накачке увеличивает свою температуру на величину $\Theta_{н,1}(r_1, Fo_n) = \Theta_{имп}$, тогда для конца I периода охлаждения

дения и периода охлаждения в квазистационарном режиме его температурное поле соответственно можно представить формулами:

$$\Theta_{0,1}(r_1, Fo_0) = \Theta_{\text{имп}} P (1 - Br_1^2) \exp(-kFo_0), \quad (5.37)$$

$$\Theta_{0,\infty}(r_1, Fo_0) = \Theta_{\text{имп}} P (1 - Br_1^2) \frac{1}{\exp(kFo_0) - 1}. \quad (5.38)$$

Нетрудно видеть, что при выполнении условия $\exp(kFo_0) \gg 1$ последние соотношения практически совпадают. Если ввести коэффициент δ_e , определяемый выражением

$$\Theta_{0,\infty}(r_1, Fo) = \delta_e \Theta_{0,1}(r_1, Fo), \quad (5.39)$$

то численные значения δ_e будут характеризовать величину расхождения результатов в долях $\Theta_{0,1}$, полученных по фор-

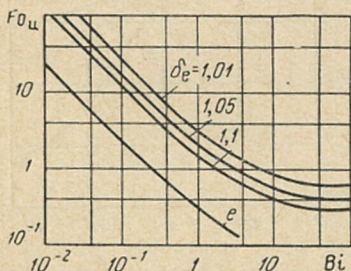


Рис. 5.4. Оценка допустимой величины длительности цикла $Fo_{\text{ц}}$, при которой в зависимости от эффективности системы охлаждения Bi в пределах заданных отступлений δ_e можно полагать квазистационарное состояние активного элемента импульсного ОКГ эквивалентным температурному режиму при одиночных посылках импульсов.

мулам (5.37) и (5.38). Если величина δ_e задана, то появляется возможность оценить минимальное значение длительности цикла (в зависимости от эффективности системы охлаждения), при которой можно полагать квазинепрерывный режим посылки импульсов эквивалентным режиму одиночных импульсов:

$$Fo_{\text{ц}} = -\frac{1}{k} \ln \left(1 - \frac{1}{\delta_e} \right). \quad (5.40)$$

На рис. 5.4 представлены вычисленные значения $Fo_{\text{ц}}$ как функции критерия Bi для нескольких значений δ_e . В качестве примера разберем системы, в которых активные элементы выполнены из стекла и рубина с радиусом $R = 3,25$ мм, охлаждение — водяное ($T_f = 300$ К), причем на поверхности активных тел реализуется $\alpha_{\text{т}} = 7500$ Вт/м²·град, т. е. соответственно $Bi \approx 30$ и $0,55$. Как следует из графика, с точностью до 10% от вычис-

ляемых значений температур, режим повторения импульсов эквивалентен режиму одиночных циклов при $Fo_{ц} = 0,33$ и $2,40$, что соответствует частоте следования импульсов $f = 0,1$ и $0,55$ Гц. Здесь уместно отметить, что дальнейшее увеличение эффективности систем охлаждения для рубиновых образцов позволяет существенно увеличить частоту следования импульсов, при которой температурный режим активного тела соответствует режиму одиночных импульсов. Так, если эффективность охлаждения увеличить вдвое $Bi = 1,1$, то $Fo_{ц} = 1,35$ и $f = 1$ Гц. При работе со стержнями из неодимового стекла увеличение коэффициента теплообмена свыше $5000 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$ практически не влияет в рамках исследуемого вопроса на значения $Fo_{ц}$ и частоту следования импульсов.

Полученные выше соотношения позволяют рассмотреть также вопрос о времени установления квазистационарного температурного режима в активном теле ОКГ. С этой целью введем в рассмотрение коэффициент δ_y из соотношения

$$\Theta_{0,m}(r_1, Fo) = \delta_y \Theta_{0,\infty}(r_1, Fo). \quad (5.41)$$

Учитывая в (5.41) соотношение (5.38), а также формулу (5.27), найдем связь между числом импульсов и параметрами, определяющими скорость установления квазистационарного режима:

$$m = -\frac{1}{kFo_{ц}} \ln(1 - \delta_y). \quad (5.42)$$

Таким образом, если уже известна частота следования импульсов, или, то же самое — величина $Fo_{ц}$, то, задавшись значением отклонения δ_y температуры стержня от ее квазистационарного уровня, всегда можно из (5.42) определить число импульсов, после которых с требуемой точностью устанавливается поле, описываемое формулой (5.38). Так, например, для $\delta_y = 0,9$ в рубиновом ОКГ с активным телом в форме кругового цилиндра с радиусом $3,25 \text{ мм}$ при частоте следования импульсов 1 Гц ($Fo_{ц} = 1,35$) в условиях интенсивного воздушного охлаждения ($T_f = 300 \text{ К}$) $\alpha_T = 135 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$ ($Bi = 0,01$) квазистационарный режим наступает через 86 циклов. С переходом на водяное охлаждение ($\alpha_T = 7500 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$, $Bi = 0,55$) указанный режим наступает после второго цикла. Для стеклянного ОКГ с теми же характеристиками и в тех же условиях при воздушном охлаждении $m = 700$ и при жидкостном

$m = 10$. Дальнейшее повышение эффективности системы охлаждения для ОКГ на стекле в отличие от рубинового практически не влияет на длительность установления квазистационарного режима.

Далее может быть рассмотрена следующая часто встречающаяся на практике задача: пусть для конкретного прибора определены размеры и материал активного тела, параметры системы охлаждения, мощность равномерных по объему источников накачки; время накачки таково, что теплообмен и перераспределение температур в процессе оптической накачки практически не проявляются; определены также значения температур — температура охлаждающей среды T_f и максимальная температура процесса $T_{\text{макс}}$, назначаемая, например, из условия согласования длины волны генерируемого излучения со спектром пропускания атмосферы. Требуется определить максимально возможную частоту квазинепрерывного следования импульсов, т. е. $F_{0ц}$.

Решение указанной задачи при точном решении наталкивается на трудности в расчетах, связанные зачастую с оперированием большим количеством членов ряда типа (5.3). Использование полученных выше приближенных решений позволяет просто получить ответ [51]

$$F_{0ц} = \frac{1}{k} \ln \left(1 + \frac{P\Theta_{\text{имп}}}{1 - \Theta_{\text{имп}}} \right). \quad (5.43)$$

На рис. 5.5 представлены результаты расчета, выполненные по выражению (5.43). Рассмотрим конкретный пример.

Спектр поглощения газов в атмосфере характеризуется относительно небольшим по величине коэффициентом поглощения излучения с длиной волны 694,325 нм. Согласно данным, приведенным в работе [33], температурную зависимость длины волны излучения рубинового ОКГ можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\lambda(T) = 694,325 - 0,068(T - 20). \quad (5.44)$$

Таким образом, температура активного тела не должна превышать $T_{\text{макс}} = 35^\circ\text{C}$. Пусть кристалл рубина диаметром 6,5 мм охлаждается водой ($T_f = 7^\circ\text{C}$) с эффективностью теплоотвода $\alpha_T = 7500 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$ ($Bi = 0,55$) при $\Theta_{\text{имп}} = 0,2$.

В соответствии с результатами расчета по соотношению (5.43) (рис. 5.5) предельно допустимая длительность цикла в квазинепрерывном режиме $Fo_{\text{ц}} = 0,2$, т. е. предельно допустимая частота следования импульсов 7 Гц. Здесь уместно отметить, что в рамках рассматриваемой задачи повышение эффективности охлаждения при $Bi > 5$ нецелесообразно, поскольку возникающие технические трудности

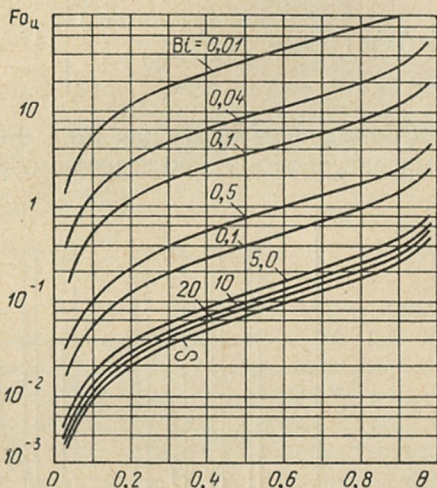


Рис. 5.5. Предельная частота повторения импульсов при заданных границах изменения температуры активного элемента импульсных ОКГ.

по реализации $Bi > 5$ не оправдываются возможностью незначительного повышения частоты следования импульсов.

Режим посылки импульсов сериями. При работе квантового генератора в режиме посылки импульсов сериями несколько импульсов с определенной частотой чередуются с относительно длительным промежутком охлаждения — паузой. В этом случае длительность одной серии

$$t_c = n(t_n + t_o) + t_n, \quad (5.45)$$

или в безразмерном виде

$$Fo_c = n(Fo_n + Fo_o) + Fo_n, \quad (5.46)$$

где n — число импульсов излучения в серии. Диаграмма разогрева активного элемента ОКГ, работающего в режиме посылки импульсов сериями, приведена на рис. 5.6.

Температурное поле в I серии определяется по выражениям (5.26) и (5.27), а в последующей паузе по выражению

$$\Theta_{n,1}(r_1, Fo) = \left[\frac{-2 \int_0^1 \Theta_0(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{1 - B + \frac{B^2}{3}} \exp(-nkFo_{\Pi}) + \right. \\ \left. + \Delta\Theta_{n,1}(Fo_{\Pi}) \frac{1 - \exp(-nkFo_{\Pi})}{\exp(kFo_{\Pi}) - 1} \right] (1 - Br_1^2) \exp(-kFo). \quad (5.47)$$

Соотношение (5.47) для $Fo = Fo_{\Pi}$ позволяет вычислить температурное поле по сечению образца к моменту начала

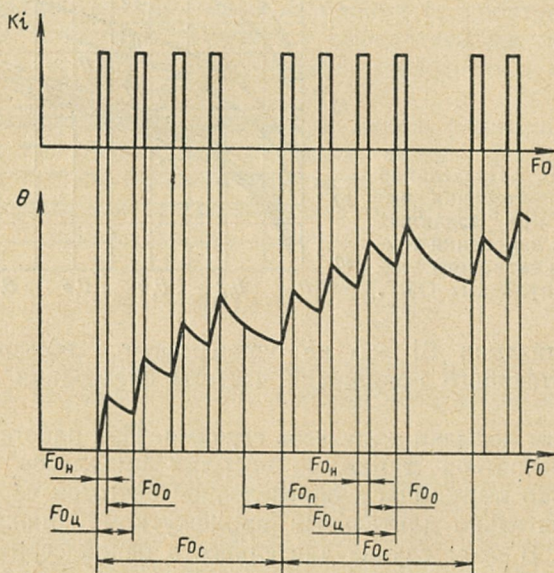


Рис. 5.6. Диаграмма разогрева активного элемента ОКГ, работающего в режиме посылки импульсов сериями.

первой накачки из II серии. Для определения температурного поля в m -м цикле из II серии и паузы после II серии следует в формулах (5.26) и (5.27) заменить $\Theta_0(r_1)$ на величину $\Theta_{n,1}(r_1, Fo_{\Pi})$.

Для i -й паузы имеем

$$\begin{aligned} \Theta_{n,i}(r_1, Fo) = & \left(\frac{2 \int_0^1 \Theta_0(r_1) (1 - Br_1^2) r_1 dr_1}{1 - B + \frac{B^2}{3}} \exp \{ -k [(i-1) Fo_c + n Fo_n] \} + \right. \\ & \left. + \Delta \Theta_{n,1}(Fo_n) \frac{1 - \exp(-nk Fo_n)}{\exp(k Fo_n) - 1} \frac{1 - \exp(-ik Fo_c)}{1 - \exp(-k Fo_c)} \right) \times \\ & \times (1 - Br_1^2) \exp(-k Fo). \end{aligned} \quad (5.48)$$

Исходное поле температур для 1-го цикла из любой серии в квазистационарном режиме определяется так:

$$\begin{aligned} \Theta_{n,\infty}(r_1, Fo_n) = & \Delta \Theta_{n,1}(Fo_n) \frac{1 - \exp(-nk Fo_n)}{1 - \exp(-k Fo_n)} \frac{1 - Br_1^2}{\exp(k Fo_c) - 1}. \end{aligned} \quad (5.49)$$

Непрерывный режим. Знание температурного поля в активных элементах непрерывных ОКГ так же важно, как и при разработке импульсных ОКГ. При этом определение температурного поля представляет интерес не только с точки зрения оптимизации параметров системы охлаждения и генерационных характеристик ОКГ непрерывного действия. Получаемые в этом случае выводы можно иногда использовать для оценки теплового режима оптических элементов для импульсных ОКГ, где в силу громоздкости аналитических выкладок непосредственный анализ весьма затруднителен.

Для активного тела в форме длинного кругового цилиндра в предположении постоянства теплофизических характеристик его материала при одинаковых условиях охлаждения каждого элемента боковой поверхности задача о температурном поле формулируется системой дифференциальных уравнений (5.5) — (5.8). Если плотность внутренних источников тепла не меняется во времени и однородна по объему, т. е. $K_i(r_1) = \text{const}$, то решение системы (5.5) — (5.8) можно получить в виде

$$\begin{aligned} \Theta(r_1, Fo) = & \frac{Ki}{4} \left[\left(1 + \frac{2}{Bi} - r_1^2 \right) - \right. \\ & \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{\mu_n^2} A_n J_0(\mu_n r_1) \exp(-\mu_n^2 Fo) \right]. \end{aligned} \quad (5.50)$$

Выражение (5.50) при $Fo \rightarrow \infty$ переходит в соотношение (5.21), характеризующее распределение температур в стационарном режиме. О времени установления стационарного режима можно судить по величине коэффициента δ_c , равного отношению среднеобъемных температур, вычисленных с учетом выражений (5.54) и (5.21). Естественно,

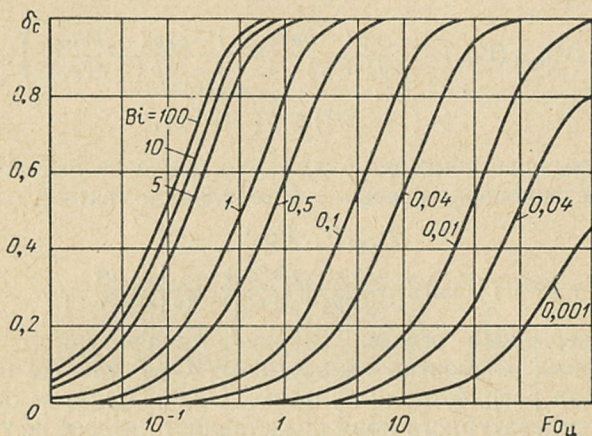


Рис. 5.7. Оценка времени установления стационарного теплового режима активного элемента ОКГ в период оптической накачки.

что при $Fo \rightarrow \infty$ $\delta_c \rightarrow 1$. Результаты численных расчетов величины δ_c как функции критерия Fo для нескольких значений критерия Bi , приведены на рис. 5.7.

Из выражения (5.21) вытекает очевидный вывод, что профиль температурного поля и, следовательно, разность температур $\Delta\Theta_{j,k}$ между любыми двумя точками не зависит от условий охлаждения и является функцией только критерия Ki :

$$\Delta\Theta_{j,k} = \frac{Ki}{4} (r_{1,j}^2 - r_{1,k}^2). \quad (5.51)$$

Следовательно, достаточно знать температуру одной точки образца, чтобы построить температурное поле по сечению.

Критерий Био в конкретных схемах ОКГ может изменяться в широких пределах (см. табл. 5.1). Так, в условиях водяного охлаждения для рубиновых образцов число Био, как правило, не превышает 2, а для стекла доходит

до 400. Как показывает расчет, для рубиновых стержней при $Bi = 2$ возможности понижения уровня температур далеко не исчерпаны и в ряде случаев целесообразно по этим соображениям переходить к охлаждению низкокипящими жидкостями (азот, кислород, фреон). Для неодимового стекла доступная реализация в условиях водяного охлаждения $Bi > 20$ теряет смысл, так как $\Theta(1) < 0,1$. Последнее замечание весьма существенно, так как исключает построение для активных элементов из неодимового стекла систем охлаждения, рассчитанных на большие расходы жидкости, значительные давления, повышенные требования к прочности шлангов, сальниковых уплотнителей и переход к системам охлаждения на базе низкокипящих жидкостей.

Максимальную температуру и максимальную разность температур между центром и поверхностью стержня можно определить, зная температуру, при которой еще возможна генерация. Более жесткие ограничения на величину $\Delta T_{\text{макс}}$ будут вытекать из требований повышения к. п. д., повышения монохроматичности, понижения пороговой мощности накачки, сохранения оптической однородности, связанной с температурным градиентом, требований по термостойкости вещества и т. д.

Таким образом, расчет температурного режима непрерывного ОКГ состоит из анализа выражений (5.21), (5.50) и (5.51). Одно из них может являться проверочным, например формула (5.51) для согласования требований по термостойкости вещества.

При неоднородном тепловыделении расчетная формула вытекает из решения системы уравнений (5.5) — (5.8) [34]. Представив поле распределения внутренних источников тепла полиномом по четным степеням r_1 вида (5.31), получим

$$\begin{aligned} \Theta(r_1, Fo) = & \sum_{i=1}^i (-1)^{i+1} \frac{Ki_i}{4i^2} \left(1 + \frac{2i}{Bi} - r_1^2 \right) + \\ & + \sum_{i=1}^i \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{i+1} \frac{J_0(\mu_n r_1) \exp(-\mu_n^2 Fo)}{2\mu_n [J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)]} \times \\ & \times \int_0^1 r_1 \frac{Ki}{i^2} \left(1 + \frac{2i}{Bi} - r_1^2 \right) J_0(\mu_n r_1) dr_1. \end{aligned} \quad (5.52)$$

При $i=1$ последнее выражение переходит в (5.50). При $i=2$ имеем

$$\begin{aligned} \Theta(r_1, Fo) = & \frac{Ki_1}{4} \left(1 + \frac{2}{Bi} - r_1^2 \right) - \frac{Ki_2}{16} \left(1 + \frac{4}{Bi} - r_1^2 \right) - \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Ki_1}{\mu_n^2} A_n J_0(\mu_n r_1) \exp(-\mu_n^2 Fo) + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Ki_2}{\mu_n^2} A_n J_0(\mu_n r_1) \left(1 + \frac{2}{Bi} - \frac{4}{\mu_n^2} \right) \exp(-\mu_n^2 Fo). \end{aligned} \quad (5.53)$$

Температура на поверхности активного тела определяется из выражения

$$\Theta(1) = \frac{\bar{Ki}}{2Bi}, \quad (5.54)$$

в котором $\bar{Ki} = \sum_{i=1}^i (-1)^{i+1} \frac{Ki_i}{i}$ соответствует усредненной по объему плотности источников тепла. Из выражения (5.54) следует, что температура на поверхности тела не зависит от степени неравномерности поля поглощенной радиации накачки, что соответствует определению стационарного режима.

Определяя градиент температурного поля (5.52) в стационарном режиме, убеждаемся, что, как и при однородной накачке, профиль температурного поля при неравномерной плотности поглощения радиации накачки не зависит от эффективности способа отвода тепла. Этот факт позволяет по измерениям температуры в одной точке образца также воспроизвести весь профиль температур.

Представим максимальную разность температур в (безразмерной форме) по сечению образца $\Delta\Theta_{\text{макс н}}$ в виде следующей суммы:

$$\Delta\Theta_{\text{макс н}} = \Delta\Theta_{\text{макс р}} + \psi, \quad (5.55)$$

где $\Delta\Theta_{\text{макс р}} = \bar{Ki}/4$ — максимальная разность температур при однородных тепловыделениях; ψ — поправка на учет неравномерности распределения накачки по объему образца, которая определяется соотношением

$$\psi = \sum_{i=1}^i (-1)^i \frac{Ki_i}{4i} \left(1 - \frac{1}{i} \right). \quad (5.56)$$

По выражению (5.56) можно вычислить величину максимального градиента температур в активном образце и определить величину поправки ψ , которую следует вводить в расчет при учете неравномерности тепловыделения по сечению образца.

Влияние неравномерности поглощения на максимальную температуру на оси стержня можно проследить по выражению

$$\delta_n = \frac{\theta_n(0)}{\theta_p(0)} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^i (-1)^{i+1} \frac{\overline{K}i}{i^2} \left(1 + \frac{2i}{Bi}\right)}{\left(1 + \frac{2}{Bi}\right) \overline{K}i}. \quad (5.57)$$

О неравномерности поля источников тепла можно судить, как и ранее, по показателю a_1/a_2 . В табл. 5.4 ($a_2 > 0$) и табл. 5.5 ($a_2 < 0$) для $i = 2$ приведены результаты численной оценки величины отношения δ_n при различных

Таблица 5.4

Bi	a_1/a_2					
	1	1,25	2	5	10	15
0,01	1,002	1,002	1,001	1,000	1,000	1,000
0,1	1,024	1,016	1,008	1,003	1,001	1,001
1,0	1,167	1,111	1,056	1,018	1,009	1,006
10,0	1,417	1,278	1,139	1,046	1,022	1,014
100,0	1,490	1,327	1,163	1,054	1,026	1,017
∞	1,500	1,333	1,167	1,056	1,026	1,017

Таблица 5.5

Bi	a_1/a_2					
	0	0,1	0,5	1	5	15
0,01	0,997	0,998	0,999	0,999	1,000	1,000
0,1	0,976	0,980	0,988	0,992	0,998	0,999
1,0	0,833	0,861	0,917	0,944	0,985	0,995
10,0	0,583	0,653	0,792	0,861	0,962	0,987
100,0	0,510	0,592	0,755	0,837	0,955	0,984
∞	0,500	0,583	0,750	0,833	0,955	0,984

значениях степени неравномерности a_1/a_2 и числах Bi . Естественно, что результаты, получаемые по выражению (5.56), должны рассматриваться как предельные для отношения δ_n , т. е. при $Bi \rightarrow \infty$. Как следует из таблиц, температура в центре может заметно изменяться в зависимости от профиля поля накачки: разность температур между центром и поверхностью при $a_1/a_2 = 1$ в 1,5 раза превышает соответствующую разность температур при однородных тепловыделениях. При $a_1/a_2 = 0$ (для $a_2 < 0$) величина поправки достигает максимального значения и равняется 0,5, но имеет знак, противоположный знаку поправки при $a_2 > 0$. Однако, когда $|a_1/a_2| > 5$, поле накачки можно считать однородным. Так, для рубина в условиях $Bi \leq 2$, $a_2 > 0$, $i = 2$ ошибка такого приближения составляет менее 3,7%. Исследование температурного режима составных активных элементов при непрерывных тепловыделениях подробно проведено в работе [34].

При однородном поглощении радиации накачки неравномерность температурного поля по объему вещества обуславливается эффектом теплопроводности в процессе охлаждения образца. Интерес представляет оценка максимальной разницы температур между центром и поверхностью оптического элемента. Как было установлено выше, квазистационарный температурный режим активного элемента ОКГ характеризуется тем, что к концу каждого цикла квазинепрерывной посылки импульсов по сечению образца воспроизводится одно и то же температурное поле. За период «мгновенной» однородной накачки поле температур каждой точки образца увеличивается на одну и ту же величину $\Delta T_{имп}$, т. е. изменение профиля температурного поля в указанных условиях протекания процесса накачки не наблюдается.

В процессе охлаждения поле температур изменяется и по величине и по профилю. Можно сделать вывод: профиль температурного поля в момент начала и конца периода охлаждения будет одним и тем же, если разность температур между центром и поверхностью оптического элемента в пределах одного цикла увеличивается, достигает максимального значения, а затем снова убывает. На этот факт обычно внимание не обращается. Расчеты проводятся для $Fo = Fo_{ц}$; результаты оказываются зачастую заниженными.

По выражению (5.3) можно проследить изменение перепада температур между центром и поверхностью активного

тела в пределах цикла в квазистационарном режиме для ряда значений Био [43]. На рис. 5.8, *а, в* построены соответствующие значения $\Delta T(Fo_{\text{ц}})$ — разности температур между центром и поверхностью к моменту окончания периода охлаждения и $\Delta T_{\text{макс}}$ — максимальной разности

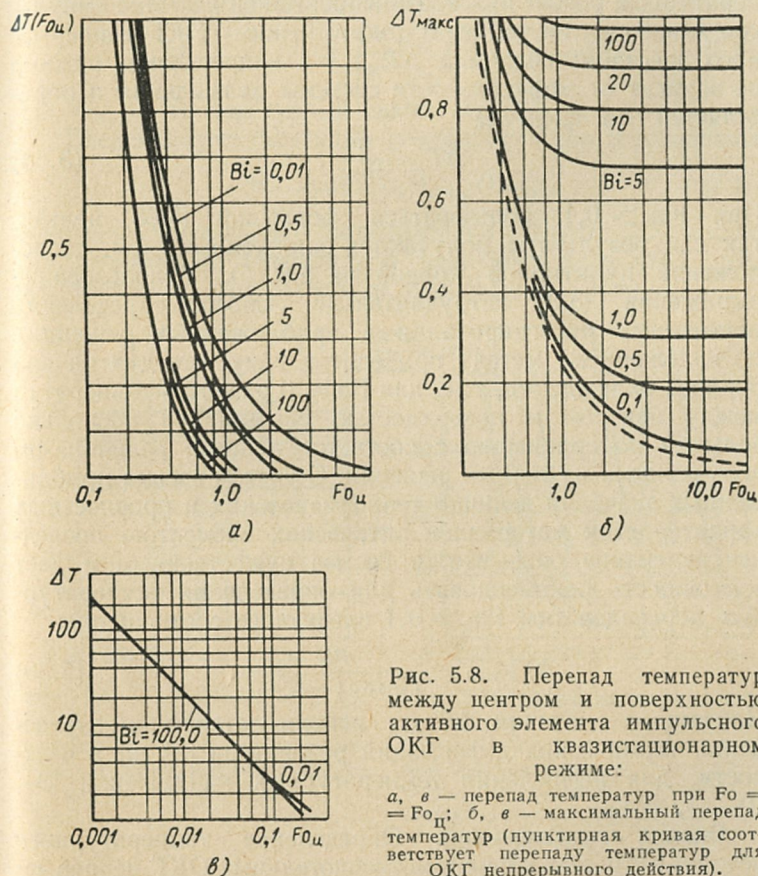


Рис. 5.8. Перепад температур между центром и поверхностью активного элемента импульсного ОКГ в квазистационарном режиме:

а, в — перепад температур при $Fo = Fo_{\text{ц}}$; *б, в* — максимальный перепад температур (пунктирная кривая соответствует перепаду температур для ОКГ непрерывного действия).

температур, развивающейся в пределах одного цикла (ΔT здесь и далее вычислялось в долях $\Delta T_{\text{имп}}$).

Как видно из рис. 5.8, расхождение в величинах $\Delta T_{\text{макс}}$ и $\Delta T(Fo_{\text{ц}})$ может существенно зависеть от эффективности применяемой системы охлаждения и длительности цикла. Наибольшее расхождение реализуется при $Bi \rightarrow \infty$ в режи-

ме одиночных импульсов. С уменьшением длительности цикла зависимость разности $[\Delta T_{\text{макс}} - \Delta T(\text{Fo}_{\text{ц}})]$ от числа Bi проявляется слабее, а при $\text{Fo}_{\text{ц}} < 0,01$ — практически отсутствует. При $\text{Fo}_{\text{ц}} < 0,01$ величина $\Delta T_{\text{макс}}$ также практически не зависит от критерия Bi . Это означает, что температурный режим при квазинепрерывной посылке импульсов эквивалентен температурному режиму ОКГ непрерывного действия: величина $\Delta T_{\text{макс}}$ в непрерывном режиме не зависит от эффективности системы охлаждения и определяется по формуле

$$\Delta T = \frac{1}{4\text{Fo}_{\text{ц}}}. \quad (5.58)$$

При $\text{Fo}_{\text{ц}} > 0,1$ пользоваться формулой (5.58) нельзя, так как результаты получаются заниженными (см. расположение пунктирной кривой на 5.8, б). Использование выражения (5.3) затруднительно. Способ определения постоянных интегрирования в приближенных решениях по изложенному методу приводит к тому, что для начала периода охлаждения, т. е. для $\text{Fo} = 0$ разность температур между центром и поверхностью оказывается несколько большей по сравнению с соответствующими величинами, полученными из точных решений. С учетом весьма приближенных значений величин теплофизических и прочностных характеристик материалов оптических элементов, последнее замечание оказывается весьма существенным и дает возможность рекомендовать для определения температурных перепадов при $\text{Fo}_{\text{ц}} > 0,1$ следующее соотношение:

$$\Delta T_{\text{Fo}=0} = \frac{PB}{1 - \exp(-k\text{Fo}_{\text{ц}})}. \quad (5.59)$$

Найденные значения $\Delta T_{\text{макс}}$ используются при определении термических деформаций резонатора [5], и, в частности, для вычисления температурных напряжений [34, 40—45, 51].

Оценка приближений. Определение температурного режима активных элементов твердотельных ОКГ непрерывного действия, как видно из предыдущего параграфа, не вызывает особых затруднений. Поэтому представляет интерес оценить возможность использования полученных выше результатов при расчетах температурного режима импульсных ОКГ.

Температурное поле $\Theta_{\text{и}}(r_1, \text{Fo})$ активного элемента ОКГ в квазистационарном состоянии в режиме квазинепрерыв-

ной посылки импульсов перед очередным импульсом накачки описывается выражением (5.3).

Для ОКГ непрерывного действия температурное поле $\Theta_{\text{непр}}(r_1, Fo)$ в стационарном режиме можно определить из выражения (5.21), которое через параметры работы ОКГ в импульсном режиме записывается в виде

$$\Theta_{\text{непр}}(r_1, Fo_{\text{ц}}) = \frac{\Theta_{\text{имп}}}{4Fo_{\text{ц}}} \left(1 + \frac{2}{Bi} - r_1^2 \right), \quad (5.60)$$

где $\Theta_{\text{имп}}$ — температурный скачок при накачке.

Введем корректирующий коэффициент δ_K , определяемый

$$\bar{\Theta}_{\text{ц}}(Fo_{\text{ц}}) = \delta_K \bar{\Theta}_{\text{непр}}(Fo_{\text{ц}}), \quad (5.61)$$

в котором $\bar{\Theta}_{\text{ц}}$ и $\bar{\Theta}_{\text{непр}}$ — определенные с учетом (5.3) и (5.38) среднеобъемные температуры активного тела ОКГ соответственно в импульсном и непрерывном режимах.

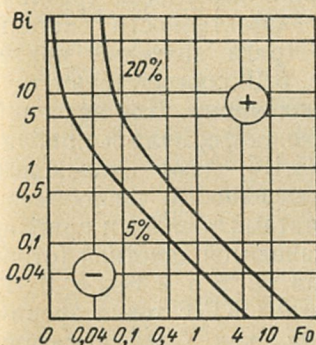


Рис. 5.9. Погрешности определения температурного режима активных тел импульсного ОКГ в приближении непрерывных тепловыделений.

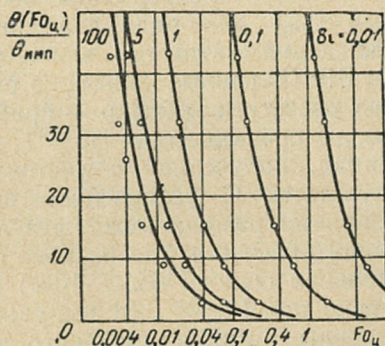


Рис. 5.10. Влияние длительности цикла при квазинепрерывной посылке импульсов $Fo_{\text{ц}}$ на величину среднеобъемной температуры $\Theta(Fo_{\text{ц}})$ (в долях $\Theta_{\text{имп}}$) активного элемента импульсного ОКГ в квазистационарном режиме.

Результаты обработки счета по формуле (5.61) показаны на рис. 5.9. Каждая кривая делит плоскость $[Bi, Fo]$ на две части. Справа от кривой находится \oplus область, при работе в которой ошибки применения формулы (5.60) для импульсного ОКГ превышают цифру, указанную на ней. Слева от кривой в \ominus области ошибки меньше цифры, указанной на кривой. Исходя из полученных результатов, можно

сделать вывод, что при $Fo_{\text{ц}} < 0,01$ формулы (5.3) и (5.60) дают практически один и тот же результат. Таким образом, например, для рубиновых образцов диаметром 3,5 и 6 мм возможность представления квазистационарного режима стационарным при непрерывных тепловыделениях в условиях водяного охлаждения ($\alpha_{\text{т}} = 5000 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$) наступает при частоте следования импульсов соответственно 8,5 и 4,5 Гц. Для стеклянных образцов тех же размеров и в тех же условиях такая возможность появляется с частот следования импульсов, превышающих 1 Гц.

Сравнение полученных приближенных выражений (5.37) и (5.38) с соответствующими точными (в рамках поставленных задач) формулами (5.3) приведено на рис. 5.10, где представлены результаты вычислений среднеобъемных температур $\Theta (Fo)$ в долях $\Theta_{\text{имп}}$ для $Fo = Fo_{\text{ц}}$ в квазистационарном режиме. Расчет проводился для ОКГ с различной частотой квазинепрерывной посылки импульсов (различными $Fo_{\text{ц}}$) для ряда значений эффективности системы охлаждения активного элемента (ряда значений критерия Bi). Сплошные кривые на рис. 5.10 соответствуют точному расчету, кружочки — приближенному. Для значений $Bi_{\text{о}}$, не превышающих $Bi = 1$, точная формула и приближенная, полученная с учетом (5.10), дают одинаковые результаты. С увеличением интенсивности теплообмена появляется разница между результатами точного и приближенного расчетов. Эта разница становится заметной (относительная ошибка более 10%) при $Bi > 5$ и $Fo_{\text{ц}} < 0,01$. Однако при $Fo_{\text{ц}} < 0,01$ импульсный ОКГ с точки зрения теплового режима активного тела, как было показано выше, эквивалентен ОКГ непрерывного действия. Таким образом перекрывается вся область возможных систем Bi и $Fo_{\text{ц}}$ для импульсных ОКГ; при этом отпадает необходимость в оперировании сложными, громоздкими соотношениями и появляется возможность упрощенного исследования широкого круга практических задач.

Если применять приближенную методику для вычислений в системе $Bi > 5$ и $Fo_{\text{ц}} < 0,01$, то имеет смысл выбрать вид решения, несколько отличный от (5.10). Вид приближенного решения может определяться различными путями. Прежде всего его можно найти путем сравнения точного решения задачи (если таковое имеется) с приближенными. Указанный способ наиболее распространен [35]. Кроме того, приближенное решение можно отыскивать по данным

аппроксимации соответствующих экспериментальных задач (см., например, [13]). Наконец, можно прибегнуть к общему теоретическому анализу явления. При этом, если исходить из основных законов теплопроводности, то на основе грубой схематизации явления можно получить вид приближенного решения. Такой прием использован при определении температурного поля в активных телах ОКГ в форме, отличной от кругового цилиндра [36].

Если отыскивать решение систем уравнений, типа (5.5)—(5.8) в форме (5.3), ограничившись лишь первым наименьшим значением собственного числа μ_1 , то окончательные соотношения для квазистационарного режима дают меньшие отклонения от точной формулы: при $Bi \approx 5$ и $Fo \approx 0,01$ относительное расхождение результатов менее 5%. Рассмотренное выше исследование температурного режима проведено в интервале изменений критерия Bi $[0, \infty]$. Как только что отмечалось, аппроксимация решений в виде (5.10) при значениях $Bi > 5$ приводит к отклонениям от точного решения. Однако поскольку при этом характер изменения исследуемых функций сохраняется (такое заключение можно сделать из анализа данных, получаемых при выборе решения в виде (5.3) и при точных расчетах), то все приведенные выше рекомендации сохраняют свою силу.

Как отмечено в начале параграфа, результаты исследования теплового режима активных элементов ОКГ могут быть использованы при анализе режимов работы других элементов ОКГ: модуляторов добротности, преобразователей частоты, оптических деталей и др., поскольку физическая сторона нагрева и охлаждения элементов принципиально сохраняется. Обобщение на случай произвольной конфигурации и ряд конкретных примеров содержатся в [36—39]; известны также методика приближенного учета анизотропии свойств материалов и зависимости их от температуры вещества [46, 47].

Температурный режим ламп накачки рассмотрен в работах [48—50].

5.3. СПОСОБЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ

Изменение температуры оптических элементов ОКГ вследствие их нагрева в процессе работы существенно сказывается на характеристиках генерируемого излучения,

поэтому реализация оптимального теплового режима оптических элементов с помощью специальных систем охлаждения является одной из главных задач при разработке приборов — оптических квантовых генераторов.

К моменту появления оптических квантовых генераторов теплотехника накопила известный опыт по расчету и построению разнообразных систем охлаждения. Однако возможность их прямого использования ограничивается рядом особенностей теплофизического режима оптических элементов ОКГ (см. § 5.1), так как теплоотвод должен осуществляться без нарушения функционирования оптических элементов. Последнее обстоятельство оказывается в некоторых конструкциях столь существенным, что нейтрализация незначительного тепловыделения в оптических элементах представляет колоссальные трудности, требующие зачастую новых технических решений.

Применительно к ОКГ обычно рассматривают три способа теплоотвода: жидкостный, газовый и контактный. Выбор способа теплоотвода определяется требуемой эффективностью теплоотвода, особенностями функционирования и свойствами охлаждаемого оптического элемента.

Одной из важнейших характеристик, которые принимают во внимание при выборе способа охлаждения, является коэффициент теплообмена. Требуемая величина коэффициента теплообмена находится из решения задачи о температурном поле в рассматриваемом оптическом элементе ОКГ, т. е. задачи отыскания зависимости $T = f(\alpha_T)$, где T — температура оптического элемента (чаще в центре); α_T — коэффициент теплообмена на границе оптический элемент — охлаждающая среда. При этом мощность тепловыделения в оптическом элементе и величина коэффициента теплообмена предполагаются заданными. Отыскиваемая величина — T . Методика расчета температурного поля в оптическом элементе ОКГ в зависимости от условий охлаждения подробно рассматривалась в предыдущем параграфе.

Вторая задача — задача определения условий реализации выбранного коэффициента теплообмена, например установления зависимости $\alpha_T = \alpha_T(v)$, где v — скорость течения хладагента. Такая задача изучалась еще до появления ОКГ и является предметом современной теории теплообмена. Коэффициент теплообмена определяют многие факторы: свойства хладагента, его температура, геометрия

ческие размеры и форма сечения проходного канала, наконец режим течения жидкости (газа). Расчетные соотношения, как правило, получены на основе обобщения экспериментальных исследований [52—54]. При выборе необходимой формулы следует установить, к какому типу относится задача движения охлаждающей жидкости (к вынужденному течению жидкости в каналах, обтеканию потоком жидкости плоской поверхности, поперечному обтеканию тела, поперечному обтеканию пучка и т. д.) и определить режим течения охлаждающей жидкости (ламинарный, переходной или турбулентный). В частности, для вынужденного течения жидкости в каналах критерием определения режима течения является численное значение безразмерного комплекса — числа Рейнольдса: $Re = vd/v_T$, где v_T — коэффициент кинематической вязкости жидкости; d — диаметр проходного сечения канала. Рассмотрим теплоотдачу при вынужденном движении жидкости в каналах. Обычно результаты определения коэффициента теплообмена представляют в виде зависимости между критериями Нуссельта Nu_f , Рейнольдса Re_f , Грасгофа Gr_f , Прандтля Pr_f или Pr_w [52—54]:

$$Nu_f = \frac{\alpha_{\tau} d}{\lambda_{\tau, f}}, \quad Gr_f = \frac{\beta_T g d^3}{\nu_{T, f}^2} \Delta T, \\ Pr_f = \frac{\nu_{T, f}}{a_{\tau, f}}, \quad Pr_w = \frac{\nu_{T, w}}{a_{\tau, w}}, \quad (5.62)$$

где индексы f и w означают, что соответствующие параметры рассматриваются при температурах жидкости (f) и стенки (w); β_T — коэффициент объемного расширения; λ_{τ} и $a_{\tau, f}$ — коэффициент теплопроводности и температуропроводности жидкости; g — ускорение силы тяжести; ΔT — разность между температурами поверхности тела и омывающей его жидкости.

Определяющей температурой в расчетах обычно принимается средняя температура жидкости

$$T_f = 0,5 (T'_f + T''_f), \quad (5.63)$$

где T'_f и T''_f — температуры жидкости соответственно на выходе и входе канала.

Для кольцевых каналов и каналов некруглого сечения за определяющий размер в формулах (5.62) принимают эквивалентный диаметр:

$$d_0 = 4S/u, \quad (5.64)$$

где S — площадь поперечного сечения канала; u — полный смачиваемый периметр.

При ламинарном движении жидкости внутри канала теплоотдача определяется факторами вынужденного и свободного течения, поэтому в формулах фигурируют критерии, характеризующие как вынужденное (Re), так и свободное (Gr) движение жидкости. Ламинарный режим характеризуется числами Рейнольдса, не превышающими 2200. Коэффициент теплообмена при ламинарном течении жидкости можно определить из следующей формулы [54]:

$$Nu_f = 0,17 Re_f^{1/3} Gr_f^{0,1} Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \varepsilon_l \varepsilon_R. \quad (5.65)$$

В формуле (5.65) коэффициент ε_R учитывает повышение турбулентности в изогнутых каналах:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,8 (d/R), \quad (5.66)$$

где R — радиус изгиба канала.

Коэффициент ε_l — поправка на ограниченность длины канала; численные значения его табулированы [54].

При газовом охлаждении $Pr = \text{const}$ и $Pr_f/Pr_w \approx 1$. Формула (5.65) в этом случае упрощается, в частности для воздуха ($Pr = 0,70$) она имеет вид

$$Nu_f = 0,13 Re_f^{1/3} Gr_f^{0,1} \varepsilon_l \varepsilon_R. \quad (5.67)$$

При турбулентном движении жидкости (газа) в каналах теплоотдача в основном осуществляется путем перемешивания. Этот процесс протекает настолько интенсивно, что по сечению потока температура жидкости практически постоянна и теплоотдача полностью определяется факторами вынужденного движения (Re). (Резкое изменение температуры имеет место лишь в пристеночной области внутри пограничного слоя.) Такой режим характеризуется большими значениями числа Рейнольдса ($Re > 10^4$). На основе анализа и обобщения многочисленных исследований для расчета теплообмена при турбулентном течении жидкости в каналах обычно рекомендуется следующая формула:

$$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,80} Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \varepsilon_l \varepsilon_R. \quad (5.68)$$

Формула (5.68) применима к каналам любой формы поперечного сечения — круглым, квадратным, прямоугольным, треугольным, кольцевым ($d_2/d_1 = 1 : 5,6$), щелевым

($a/b = 1 \div 40$) и для всех упругих и капельных жидкостей при $Re = 10^4 \div 5 \cdot 10^6$ и $Pr = 0,6 \div 2500$.

Для воздуха формула (5.68) имеет более простой вид:

$$Nu_f = 0,018 Re_f^{0,80} \varepsilon_l \varepsilon_R. \quad (5.69)$$

Как и при ламинарном движении, теплоотдача при турбулентном режиме по длине канала неодинакова, среднее значение коэффициента теплообмена для коротких труб выше, чем для длинных. Поправка на ограниченность длины канала ε_l зависит от величины числа Рейнольдса и относительной длины канала l/d . Значения коэффициента ε_l также табулированы [54].

При движении жидкости в изогнутых каналах увеличение теплоотдачи учитывается коэффициентом ε_R , численные значения которого рассчитываются по формуле (5.66).

Приведенные выше расчетные формулы теплоотдачи для ламинарного и турбулентного режимов не охватывают переходной режим в области значений Re от $2 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^4$. В этом случае теплоотдача зависит от многих факторов и резко изменяется в зависимости от значения числа Рейнольдса. Для приближенной оценки теплообмена в указанном режиме пользуются следующей формулой [55]:

$$Nu_f = A Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25}, \quad (5.70)$$

где A — безразмерный параметр, зависящий от критерия Рейнольдса.

Эта зависимость представлена ниже в табличной форме (табл. 5.5). Физические параметры жидкости отнесены к средней температуре жидкости (5.63).

Таблица 5.5

$Re_f \cdot 10^3$	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	3	4	5	6	8	10
A	1,9	2,2	3,3	3,8	4,4	6,0	10,3	15,5	19,5	27,0	33,3

Следует отметить, что не всегда удастся подобрать соответствующую расчетную рекомендацию. Уже в случае поперечного обтекания активного тела расчет дает большие расхождения с практикой, а разнообразие конструктивных решений камеры ОКГ, местные возмущения и отсутствие протяженных участков стабилизированного течения не поз-

воляют провести соответствующие обобщения. В этих случаях целесообразно экспериментально определять коэффициент теплообмена.

Из большого разнообразия методов определения коэффициента теплообмена к ОКГ применимы пока три метода. Первый метод — метод стационарного потока [56]. При использовании этого метода учитывают то обстоятельство, что коэффициент теплообмена не зависит от рода материала, вносимого в охлаждающую среду (поток хладагента). Исследуемый элемент (активное тело, лампа накачки или другой оптический элемент ОКГ) заменяется образцом, имеющим такую же геометрическую форму. Внутрь образца помещается нагреватель, мощность которого легко измеряется. В опыте добиваются равенства мощности тепловыделений и мощности, рассеиваемой в поток охлаждающей среды. Мощность, рассеиваемая в поток, определяется по формуле Ньютона, в которой коэффициент пропорциональности есть коэффициент теплообмена. Недостатки метода — продолжительность эксперимента, связанная с фиксированием стационарного состояния, и трудоемкость, вызванная изготовлением образцов, монтажом нагревателя.

Другой метод определения коэффициента α использует основные положения теории регулярного режима I рода [57, 58]. Начиная с некоторого момента времени, все точки исследуемого оптического элемента остывают по экспоненциальному закону. В системе координат время — логарифм температуры такой закон представляется системой параллельных прямых с тангенсом угла наклона, пропорциональным коэффициенту теплообмена. Этот метод в экспериментальном отношении наиболее прост, так как требует лишь монтажа датчика температуры в центре элемента и записи его показаний на самописце, однако при значительных величинах коэффициента теплообмена могут иметь место большие ошибки, вследствие асимптотической зависимости тангенса наклона кривых от значений определяемого коэффициента.

Наконец, в третьем методе температура образца определяется косвенным путем, т. е. измеряется параметр, связь которого с температурой известна (например, длина волны генерируемого излучения [59]).

Если размеры каналов в камере уже определены, то по установленному α_T легко подсчитывается скорость течения жидкости и ее расход.

При применении газового способа охлаждения удается получить коэффициент теплообмена до $120\text{--}150 \text{ Вт/м}^2\cdot\text{град}$. Применение устройств, реализующих вихревой эффект, позволяет увеличить значения коэффициента теплообмена до $300\text{--}500 \text{ Вт/м}^2\cdot\text{град}$. При жидкостном способе теплоотвода указанное значение коэффициентов теплообмена реализуется уже в условиях естественной конвекции. Обычно при жидкостном способе охлаждения значения α лежат в пределах $2000\text{--}7000 \text{ Вт/м}^2\cdot\text{град}$, однако в мощных системах, обеспечивающих большие напоры и расходы воды, значения α_T достигают $10000 \text{ Вт/м}^2\cdot\text{град}$ и выше.

Т а б л и ц а 5.6

Охлаждающая среда	Теплоемкость	Объемная плотность	Объемный расход	Теплоотводящая способность	Коэффициент теплообмена
Воздух при 1 атм	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
Вода	3,75	1000,0	0,0333	125,0	60,0

Весьма показательны расчеты, приведенные в табл. 5.6. Все входящие в эту таблицу величины имеют относительный характер. Теплоотводящие свойства воздуха приняты равными единице.

Изложенные соображения позволяют в качестве среды для интенсивного искусственного охлаждения выбрать жидкость. Кроме того, использование жидкостного охлаждения способствует повышению к. п. д. системы передачи лучистой энергии за счет фокусирующего действия хладагента с высоким показателем преломления, возможной фильтрации излучения, чем уменьшается нагрузка на оптические элементы и т. д. Однако применение жидкостного способа теплоотвода усложняет конструкции и эксплуатацию всего ОКГ. Поэтому использовать его следует только там, где лишь при его применении обеспечивается получение заданных характеристик генерируемого излучения.

Газовое охлаждение, значительно уступая по своей эффективности жидкостному, также используется в системах охлаждения ОКГ. Преимущественная область применения газового способа — охлаждение таких оптических элементов, для которых использование жидких хладагентов

тов либо резко снижает срок их эксплуатации, либо вообще нарушает их функционирование. Следует отметить, что при использовании газового охлаждения отпадает необходимость в тщательной герметизации трубопроводов, сальниковых уплотнениях, использовании дорогих труднообрабатываемых антикоррозийных материалов. Поэтому в ряде случаев наряду с жидкостным охлаждением возможно использование газового охлаждения ОКГ. Приборы с газовым охлаждением — это приборы с большой энергией излучения и малой частотой повторения импульсов (режим одиночных посылок), либо приборы, работающие сериями из нескольких посылок с большой скважностью серий.

Особенностью контактного способа охлаждения является то, что оптический элемент соединен теплопроводной перегородкой (теплопроводом) с источником холода. При этом элемент находится в контакте с теплопроводом, а охлаждающая среда непосредственно его не омывает.

Для охлаждения активных элементов и ламп накачки применяют все три способа теплоотвода, но при этом теплопередача должна осуществляться без заметного снижения эффективности радиационного обмена при накачке. Это обстоятельство, в свою очередь, определяет ряд специфических требований к охлаждающим средам, а при контактном теплоотводе — к выбору конструкции теплопроводов.

Высокая гигроскопичность материалов электрооптических элементов и их низкие теплопроводящие и прочностные характеристики затрудняют реализацию эффективного теплоотвода. Кроме того, условия подвода высокого рабочего напряжения к элементам практически исключают применение жидкостного способа охлаждения. Здесь находят применение газовый и контактный теплоотводы.

Оптические элементы с рабочими поверхностями (границы полного внутреннего отражения в электрооптических отражателях, отражающие и преломляющие границы оптических элементов отражателей) допускают, как правило, только воздушное охлаждение.

Практической реализацией того или иного способа теплоотвода является система охлаждения рассматриваемого оптического элемента. Зачастую системы охлаждения значительно увеличивают вес и габариты ОКГ, что может ограничивать область его применения. Это обстоятельство потребовало создание малогабаритных систем охлаждения, обеспечивающих нормальное функционирование приборов,

рассчитанных на большие энергии излучения и большую частоту повторения импульсов в широком интервале изменения температуры. Специфические условия работы отдельных генераторов оказывают существенное влияние на определение способа теплоотвода и выбор элементов системы охлаждения. Тип системы охлаждения определяется по способу отвода тепла. По этому признаку получившие наибольшее распространение системы подразделяются на три группы: системы охлаждения с жидкостным охлаждением элементов ОКГ; системы охлаждения с газовым (воздушным) охлаждением; контактные системы охлаждения. Однако такое разбиение полностью не соответствует всем типам разработанных систем охлаждения, поскольку существуют комбинированные системы, т. е. такие системы, в которых, например, элементы осветителя и лампы накачки охлаждаются потоком воздуха, а активное тело — жидкостью.

В пределах каждого типа системы охлаждения могут быть автономные и неавтономные. Неавтономные системы охлаждения требуют наличия внешних жидкостных или газовых магистралей, автономные имеют собственный запас хладагента.

В любой из указанных систем охлаждения, кроме контактных, в зависимости от требуемых технических характеристик или конструктивных особенностей создаваемых приборов вопрос о распределении потоков хладагента в ОКГ решается по-разному. Например, активное тело и лампы накачки могут находиться в прозрачных трубках, а хладагент последовательно или параллельно протекает в зазорах между ними, либо в камере реализуется поперечное обтекание ее элементов, либо в приборах, рассчитанных на работу с большой скважностью импульсов, находит применение конструктивно более простой вариант: хладагент обтекает одновременно все элементы камеры.

Далее следует различать системы охлаждения одноконтурные и многоконтурные, с разомкнутым и замкнутым контуром хладагента. Приборы с разомкнутым контуром требуют постоянного либо периодического поступления новых порций хладагента. В системах с замкнутым контуром (как правило, это жидкостные системы) смена хладагента производится лишь перед очередной заправкой. К одноконтурным разомкнутым системам относятся, например, воздушные системы охлаждения без воздухоохладителя, питающиеся от магистрали. Повышенные требования

к чистоте хладагента, охлаждающего оптический элемент, и необходимость поддержания заданного температурного режима оптических элементов привели к необходимости создания многоконтурных систем, включающих в себя, кроме замкнутого контура хладагента контуры, обеспечивающие сброс тепла. Например, дистиллированная вода в замкнутом контуре проходит через осветительную камеру ОКГ и теплообменное устройство, построенное на базе полупроводниковой термобатареи, горячие спай которой охлаждаются водой из магистрали.

Наряду с проблемами отвода тепла от оптических элементов ОКГ возникает задача обеспечения требуемой температуры хладагента, т. е. построение системы сброса тепла и термостабилизации хладагента. В зависимости от того, как решается указанная задача, системы охлаждения подразделяются по виду теплообменного устройства. Газоохладители в газовых системах в настоящее время существуют на базе фреоновых холодильных агрегатов и специально разработанных вихревых трубках. В жидкостных системах охлаждения жидкость в замкнутом контуре охлаждается либо проточной водой (теплообменное устройство типа «вода — вода»), либо воздухом (теплообменное устройство «вода — воздух»); кроме указанных типов теплообменных устройств, сброс тепла может осуществляться с помощью полупроводниковых термоэлектрических батарей или холодильных агрегатов.

5.4. СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

Жидкостные системы охлаждения. Из многих систем жидкостного охлаждения ОКГ наибольшее распространение получили одноконтурные и двухконтурные системы в автономном и неавтономном исполнении. Рассмотрим несколько схем конкретных систем охлаждения.

Система охлаждения проточной водой. Эта, наиболее простая, жидкостная система охлаждения относится к неавтономным разомкнутым одноконтурным системам и может быть применена там, где имеется вода соответствующего качества и необходимого напора.

Одна из схем охлаждения камеры ОКГ приведена на рис. 5.11. Вода из магистрали через входной штуцер поступает в камеры, омывает активный элемент и лампу

накачки и затем через выходной штуцер сливается в канализацию. Термометр и расходомер контролируют соответственно температуру и расход воды в системе. Гидрореле электрически связано с системой блокировки и сигнализации; оно контролирует давление в тракте охлаждения и предупреждает об аварии при прекращении подачи воды.

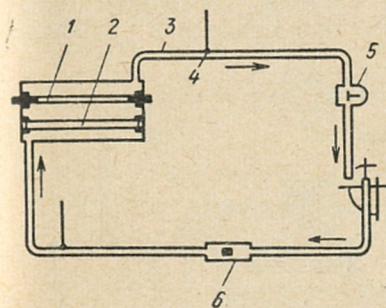


Рис. 5.11. Система охлаждения проточной водой:

1 — лампа накачки; 2 — активное тело; 3 — трубопроводы; 4 — термометр; 5 — гидрореле; 6 — расходомер.

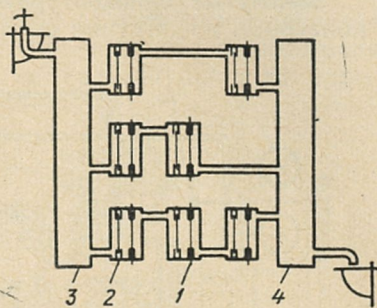


Рис. 5.12. Система охлаждения проточной водой (последовательно-параллельное подключение):

1 — лампа накачки; 2 — активное тело; 3 — входной водораспределитель; 4 — выходной водораспределитель.

При необходимости охлаждать несколько камер ОКГ в зависимости от мощности тепловыделений ветви охлаждения камер включаются либо последовательно, либо параллельно. При параллельном монтаже в целях равномерного распределения потоков воды стремятся конструктивно ветви оформлять так, чтобы их гидродинамическое сопротивление было бы одинаковым. Если это обеспечить нельзя, то на входе и выходе охлаждаемой системы устанавливают водораспределители. Монтажная схема такой системы приведена на рис. 5.12.

Простота обслуживания и минимальное дополнительное оборудование систем охлаждения проточной водой обеспечили таким системам широкое распространение, особенно в лабораторных и исследовательских установках. Однако при охлаждении проточной водой, имеющей температуру выше 25°C , на трубках и стенках тракта охлаждения может образовываться накипь, кроме того, имеется вероятность засорения каналов инородными телами. Вследствие загрязнения элементов осветительной системы снижается ее эффективность и освещенность активного стержня, что

приводит к падению уровня выходной энергии излучения. Кроме того, возможности применения магистрали ограничены давлением в ней, обычно не превышающим 2—2,5 атм, и относительно небольшими расходами воды. Отмеченные недостатки устраняются в системах охлаждения с замкнутыми контурами.

Замкнутые одноконтурные системы. Замкнутые одноконтурные жидкостные системы применяются в приборах,

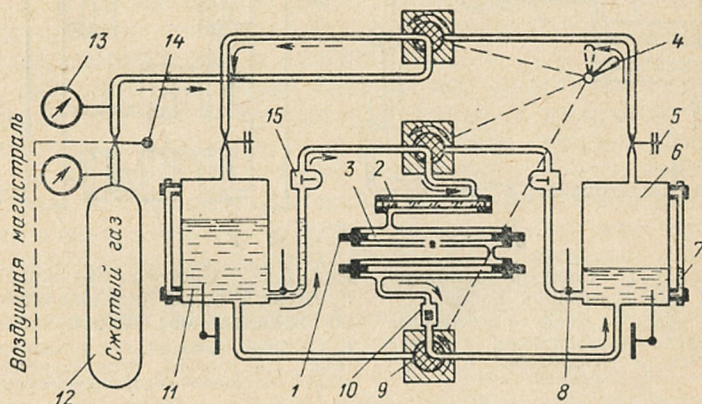


Рис. 5.13. Замкнутая одноконтурная жидкостная система охлаждения:

1 — лампа накачки; 2 — активное тело; 3 — трубка; 4 — рукоятка; 5 — предохранительный клапан; 6, 11 — бак; 7 — указатель уровня; 8 — термометр; 9 — кран; 10 — расходомер; 12 — баллон; 13 — манометр; 14 — регулятор давления; 15 — гидрореле.

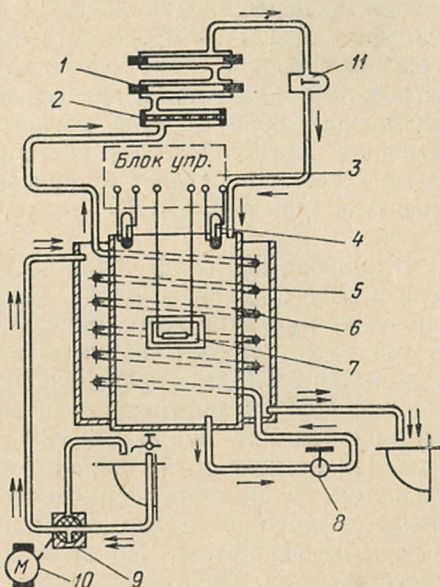
функционирующих в небольшие промежутки времени с большими паузами в работе. Сброс тепла, аккумулированного охлаждающей жидкостью, осуществляется путем естественного рассеивания. В состав контура таких систем входят подводящие шланги, бак с охлаждающей жидкостью и нагнетательный элемент, осуществляющий принудительное движение жидкости в контуре. Как правило, циркуляция жидкости осуществляется с помощью насосов, однако находят применение и другие решения.

На рис. 5.13 изображена схема одноконтурной замкнутой системы, в которой движение охлаждающей жидкости осуществляется путем искусственного повышения давления в баке с этой жидкостью. До включения прибора охлаждающая жидкость находится в герметичном баке 11. В процессе

работы ОКГ в бак 11 через регулятор давления подается сжатый газ либо из баллона (автономный вариант), либо из магистрали. Вследствие повышения давления в баке жидкость по шлангам поступает в камеру ОКГ, где последовательно омывает активное тело и лампы накачки, помещенные в трубки, а затем сливается в бак 6. Давление в баке регистрируется манометром 13, избыточное давление убирается через предохранительный клапан 5. Контроль за уровнем жидкости в баке, ее температурой и расходом

Рис. 5.14. Двухконтурная жидкостная система охлаждения:

1 — лампа накачки; 2 — активное тело; 3 — блок управления; 4 — термоконтактор; 5 — теплообменник; 6 — бак; 7 — нагреватель; 8 — насос; 9 — кран; 10 — двигатель; 11 — гидрореле. → замкнутый контур охлаждения элементов ОКГ; ⇨ разомкнутый контур сброса тепла.



ведется по уровнемеру, термометру и расходомеру. При израсходовании жидкости в баке рукояткой меняется положение крана 9, в результате чего сжатый газ поступает в бак 6. Схема построена так, что при этом направление движения жидкости в камере ОКГ не меняется. В таких системах можно осуществлять циркуляцию агрессивных фильтрующих жидкостей под большим давлением.

Для ОКГ, работающих продолжительное время, а также при необходимости термостатировать охлаждающую жидкость, в системы охлаждения включают дополнительные контуры подвода и сброса тепла.

Двухконтурные системы. На рис. 5.14 представлена наиболее распространенная двухконтурная неавтономная

система охлаждения с теплообменным устройством типа «вода — вода» с термостабилизацией охлаждающей жидкости, циркулирующей по замкнутому контуру при помощи жидкостного насоса. Насос подает жидкость внутреннего замкнутого контура из бака по шлангам к камере прибора, где она проходит последовательно по каналам вдоль лампы накачки и активного элемента. После камеры жидкость попадает в противоточный теплообменник, где охлаждается и затем сливается в бак. Система термостабилизации обеспечивает поддержание температуры жидкости в замкнутом контуре в заданных пределах. Система термостабилизации в рассматриваемой схеме состоит из двух термоконтакторов, нагревателя и двигателя, вращающего по сигналу от блока управления кран доступа магистральной воды в теплообменник. Внешний контур системы — разомкнутый. Вода из магистрали поступает в теплообменник, снимает выделившееся при работе ОКГ тепло, а затем направляется в слив.

В приборе ГОР-300Б такая система охлаждения выполнена в виде отдельного блока, устанавливаемого в шкаф управления питания всего прибора. Конструкция показана на рис. 5.15. Корпус блока выполнен из нержавеющей стали и состоит из двух коаксиально расположенных цилиндрических баков: внутреннего и наружного. Внутренний бак емкостью 7 л служит для хранения дистиллированной воды. На крышке и его днище с соответствующими прокладками установлены термоконтакторы и нагреватель. Между внутренним и наружным баками уложен змеевик из нержавеющей стали. По змеевику протекает вода замкнутого контура. Снаружи змеевик охлаждается водопроводной водой, протекающей сверху вниз по винтообразному сепаратору между баками. Перекрывающий кран и управляющий им электродвигатель связаны между собой системой рычагов и расположены под днищем баков. Там же установлен насос.

На рис. 5.16 приведена схема автономной системы охлаждения с двумя отдельными замкнутыми контурами охлаждения осветителя и ламп накачки и активных элементов с системой термостабилизации и системой осушки.

Система термостабилизации, контроля и сигнализации представлена теми же элементами, что и система охлаждения прибора ГОР-300Б (см. рис. 5.14). Сброс тепла осуществляется с помощью холодильного фреонового агрегата 8,

испарители 11 которого помещены в баки с охлаждающей жидкостью. Применение холодильного агрегата позволяет использовать ОКГ для работы на открытых площадках. Данная схема допускает эксплуатацию прибора в зимнее

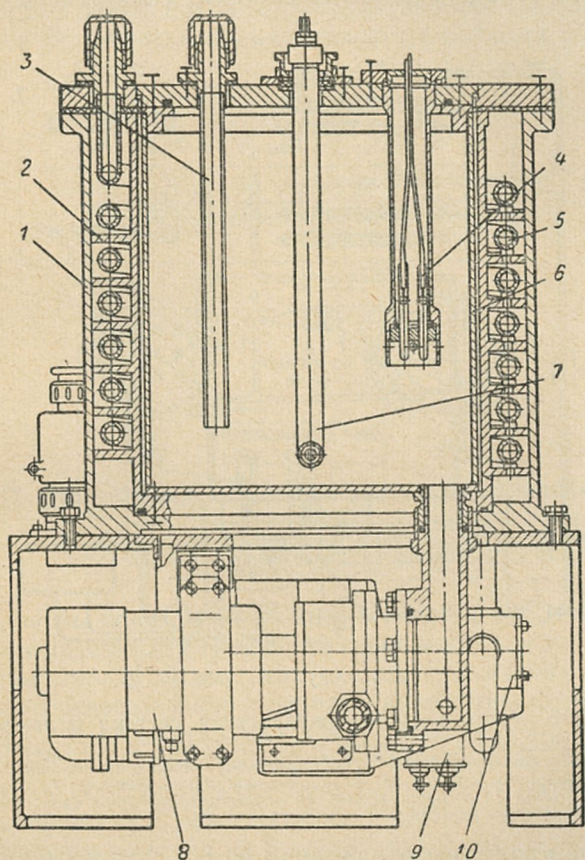


Рис. 5.15. Блок охлаждения прибора ГОР-300Б:

1 — бак наружный; 2 — сепаратор; 3 — заливная трубка; 4 — термоконтакты; 5 — змеевик; 6 — бак внутренний; 7 — нагреватель; 8 — насос; 9 — электродвигатель; 10 — кран.

время с использованием дистиллированной воды. Это достигается благодаря применению системы осушки.

Осушитель состоит из вентилятора 15 и нагревательного элемента 4. Нагнетаемый вентилятором воздух проходит

через нагревательный элемент и через два трехходовых вентиля 5 попадает в оба контура охлаждения. Далее поток воздуха проходит через рубашки активных тел и ламп накачки 1, попадает в бак 16 и через сливной кран вместе с остатками воды выходит из системы. Температура воздуха

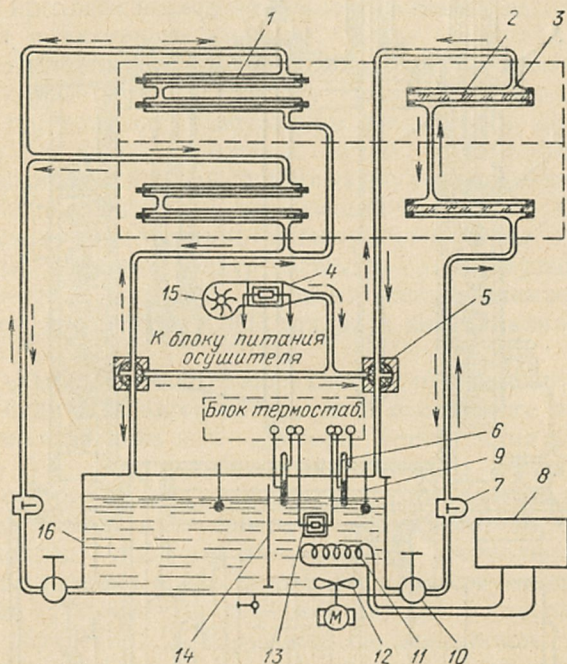


Рис. 5.16. Многоконтурная жидкостная система охлаждения:

1 — лампы накачки; 2 — активное тело; 3 — трубка; 4 — нагреватель; 5 — кран; 6 — термодатчики; 7 — гидрореле; 8 — холодильный агрегат; 9 — термометр; 10 — насос; 11 — испаритель; 12 — мешалка; 13 — нагреватель; 14 — перегородка; 15 — вентилятор; 16 — бак.

на входе в контуры охлаждения на 50—60 град выше температуры наружного воздуха, и удаление воды из контуров происходит либо при увлечении потоком, либо испарением вследствие низкой относительной влажности воздуха. Система осушки включается при сливе жидкости и перед началом работы прибора до заливки дистиллированной воды для прогрева трактов системы охлаждения. Её включение сопровождается поворотом вентилей 5 и тем самым открывается доступ воздуха из осушителя в камеры ОКГ.

Для термостабилизации жидкости в контуре активного элемента мощного ОКГ нецелесообразно термостатировать весь объем жидкости. С этой целью резервуар для размещения жидкости выполняют в виде двух баков, а контуры охлаждения ламп накачки и активного тела делают раздельными. С целью повышения эффективности теплообмена и степени термостатирования жидкости в больших объемах

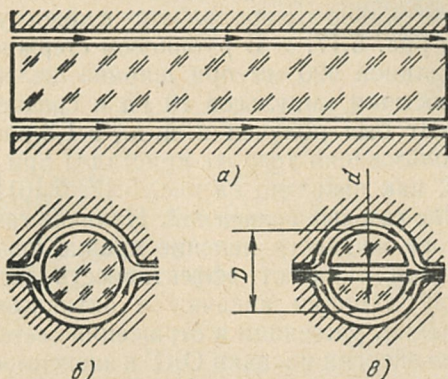


Рис. 5.17. Распределение потоков жидкости при обтекании активного тела:

а — продольное обтекание; б — поперечное обтекание; в — поперечное обтекание (активное тело с прорезью).

в резервуары помещают мешалку 12, состоящую из крыльчатки и сообщающего ей вращательное движение двигателя.

В описанных жидкостных схемах охлаждения применяется последовательное и параллельное обтекание элементов ОКГ. В однокаскадных ОКГ распределение потоков определяется из конструктивных соображений. В многокаскадных ОКГ применяют раздельные контуры охлаждения активных тел, ламп накачки и оптических элементов. Существенное влияние на температурный режим активного тела оказывает распределение потоков жидкости в камере ОКГ. Рациональная конструкция активного тела и соответствующее распределение обтекающих его потоков позволяют повысить эффективность теплоотвода и уменьшить перепады температур в образце, при сохранении величины расхода охлаждающей жидкости. Для цилиндрического тела наряду с продольным применяется поперечное обтекание его боковой поверхности. На рис. 5.17 схематично

показаны некоторые варианты охлаждения активного тела ОКГ.

Экспериментальное сравнение эффективности указанных вариантов показало, что применение поперечного способа охлаждения обеспечивает лучшие генерационные характеристики ОКГ по сравнению с продольными способами при одной и той же температуре хладагента и одинаковой холодопроизводительности системы сброса тепла [61]. Наиболее сильно это проявляется в конструкции активного тела на рис. 5.17, в. В рубиновом стержне диаметром $D = 10$ мм длиной 420 мм при ширине щелей $d = 1$ мм на частоте посылки импульсов 10 Гц и средней мощности накачки 5 кВт был получен к. п. д., в 1,8 раза больший, чем при использовании того же кристалла при распределении потоков, как показано на рис. 5.17, б [61].

Устранение газовых включений. Наличие газовых включений в потоке жидкости явление крайне нежелательное. Газовые пузыри снижают эффективность радиационного обмена между лампами накачки и активным элементом из-за поглощения, рассеяния и отражения света на границе сред. Падение энергии накачки ОКГ в зависимости от количества парогазовых включений может достигать 30%. Прилипая к поверхности каналов охлаждения в камере ОКГ, парогазовые пузыри создают условия образования местных высоких градиентов температур, которые приводят к образованию микротрещин на активном элементе и охлаждающих рубашках, к резкому нарушению оптической однородности активного элемента и, как следствие, к снижению мощности генерации и ухудшению характеристик генерируемого излучения. Поэтому вопросам, связанным с устранением газовых включений в трактах систем охлаждения, следует уделять большое внимание.

В подавляющем большинстве случаев при использовании охлаждающих жидкостей, устойчивых к излучению накачки, и применении теплопередающих устройств с температурами, не достигающими температуры кипения жидкости, удастся решить указанную проблему конструированием трактов систем охлаждения ОКГ с учетом ряда особенностей.

Заполнение системы охлаждения. При включении нагнетательного элемента жидкость, вытесняя из тракта воздух, по шлангам и каналам заполняет камеру ОКГ. Подъем уровня жидкости в камере и вытеснение воздуха происходит до тех пор, пока жидкость не закроет отверстие выходного

штуцера. Объем канала, расположенный выше выходного отверстия, может не заполняться. Как правило, в подобном объеме образуется один или несколько крупных устойчивых пузырей. Пузыри такой природы легко устраняются при пересмотре входных и выходных узлов камеры ОКГ.

Внутренние полости переходников и каналов охлаждения активного тела, ламп накачки и других элементов следует выполнять таким образом, чтобы происходило полное заполнение камеры. Для этого необходимо расположить

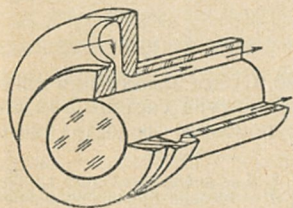


Рис. 5.18. Конструкция переходника.

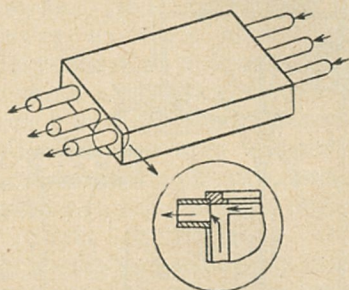


Рис. 5.19. Расположение штуцеров в камере с плоским активным элементом.

выходной штуцер в наивысшей точке каналов охлаждения. С точки зрения заполнения камеры ОКГ входной штуцер можно расположить в любом месте, но для обеспечения полного слива жидкости целесообразнее поместить штуцер в нижней точке заполняемого объема. На рис. 5.18 показана конструкция переходника, с помощью которого крепится и герметизируется активное тело, а также подается жидкость в канал охлаждения. При его применении отсутствуют застойные зоны и места возможного образования и скопления воздушных пузырей на входе в канал охлаждения.

Количество входных и выходных штуцеров зависит от форм и размеров активных тел. В приборах с цилиндрическими активными телами можно ограничиться одним входным и одним выходным штуцером. Если же активное тело имеет форму параллелепипеда, то ограничиться двумя штуцерами невозможно из-за образования воздушных пузырей в углах плоского канала охлаждения. В этом случае количество штуцеров определится шириной сечения входа

в камеру ОКГ *. Опыт показал, что для получения тока жидкости, равномерного по всей ширине канала, необходимо на каждые 40—50 мм его ширины установить один штуцер. Пример расположения штуцеров в камере с плоским активным телом приведен на рис. 5.19.

В некоторых случаях для получения качественного заполнения в схему системы охлаждения включают водоструйный элемент (насос) [64, 65]. Работа такой системы осуществляется следующим образом.

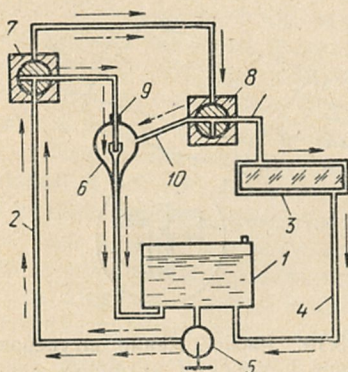


Рис. 5.20. Схема заполнения жидкостного контура системы охлаждения с помощью водоструйного элемента:

1 — бак; 2, 4 — соединительные трубопроводы; 3 — камера оптического элемента; 5 — насос; 6 — приемная камера; 7, 8 — вентили; 9 — входной штуцер; 10 — вакуумирующая трубка.

Перед заполнением ОКГ жидкостным хладагентом заполняется часть нагнетательного трубопровода, заключенная между вентилями 7 и 8 (рис. 5.20). Для этого переключающий вентиль 7 устанавливается в положение, при котором он отключает вход водоструйного элемента от нагнетательного трубопровода системы, а переключающий вентиль 8 — в положение, отключающее камеру ОКГ от вакуумирующей трубки водоструйного элемента. Затем включается нагнетательный насос, который обеспечивает циркуляцию хладагента в замкнутом контуре, состоящем из бака, нагнетательного трубопровода, двух вентиляей, вакуумирующей трубки и приемной камеры водоструйного элемента (на рис. 5.20 этот контур отмечен штрих-пунктирными стрелками). Нагнетательный элемент остается включенным до тех пор, пока в резервуаре не перестанут появ-

* При необходимости ввести в конструкцию несколько штуцеров поступают следующим образом: одним штуцером открывают доступ в распределительную камеру, из которой через панель с нужным количеством отверстий жидкость поступает к охлаждаемому объекту.

ляться газовые пузыри. Затем вентили 7 и 8 устанавливаются в положение, показанное на рис. 5.20. После включения насоса 5 начинается процесс заполнения системы. Поток хладагента устремляется через водоструйный элемент. Силой поверхностного трения жидкостный поток увлекает за собой частицы воздуха, находящиеся в приемной камере водоструйного элемента, создавая тем самым разрежение, достаточное для засасывания воздуха из головки ОКГ [64, 65]. Как только в тракте охлаждения элементов осветительной камеры ОКГ возникает небольшое разрежение, хладагент из бака начнет подниматься по сливному трубопроводу 4 в камеру ОКГ под действием разности давления в камере и атмосферного давления над уровнем жидкости в баке. Скорость заполнения тракта охлаждения ОКГ регулируется скоростью откачки, т. е. расходом жидкости в водоструйном элементе, и выбирается такой, чтобы исключить возможность образования пузырей. Заполнив тракт охлаждения ОКГ, хладагент поступит в вентиль и вакуумную трубку, затем перельется в водоструйный элемент, и система окажется полностью заполненной хладагентом. После этого сначала вентиль 8, а затем вентиль 7 устанавливаются в положения, при которых они открывают нагнетательный трубопровод и отключают водоструйный элемент от системы охлаждения. Система охлаждения переходит в рабочий режим, при котором жидкостный хладагент циркулирует в замкнутом контуре, содержащем бак, насос, нагнетательный трубопровод, вентили и тракты осветительной камеры (на рис. 5.20 этот контур обозначен сплошными стрелками).

Включение нагнетательного элемента. Если профиль канала тракта охлаждения по ходу движения жидкости резко изменяется, то в момент включения нагнетательного элемента фронт наступающего потока разбивается на отдельные капли. При этом происходит интенсивное перемешивание жидкости и воздуха. Первые порции жидкости, поступающие в камеру, несут в своей массе значительное количество пузырей, которые не успевают покинуть осветительную камеру ОКГ до перекрывания выходного отверстия и прижимаются к стенкам канала при установлении режима течения жидкости. Устранить это явление можно уменьшением начальной скорости потока путем плавного или ступенчатого увеличения скорости вращения ротора приводного насоса циркуляции.

Явление кавитации. Кавитация (нарушение сплошности текущей жидкости) возникает в тех участках потока, где сумма гидродинамического и гидростатического давлений достигает некоторого критического значения. Такими участками могут быть сопла и расширения канала, вызывающие скачкообразные изменения скорости течения жидкости. При этом присутствующие в жидкости включения газа приобретают способность к значительному росту и превращению в «кавитационные пузыри». Перемещаясь с потоком, пузыри растут, а затем, попадая в область меньших скоростей и повышенных давлений, постепенно сокращаются и исчезают. При возникновении кавитации в трубопроводах сопротивление их значительно возрастает, а пропускная способность соответственно уменьшается. При небольших сечениях каналов и трубопроводов образуются газовые пробки и движение жидкостно-газовых фаз происходит чередующимися импульсами [67].

В жидкостной системе охлаждения с замкнутым контуром «кавитационноопасным» местом является переход жидкости из бака, где она собирается и хранится, в полость колеса нагнетательного насоса. При недостаточном гидростатическом давлении или несоответствующем проходном сечении канала из бака в полость колеса поступление жидкости к насосу может оказаться недостаточным, при этом происходит разрыв потока (кавитация). Пузыри кавитационной природы можно наблюдать в стеклянной трубке, включенной в тракт охлаждения на выходе из насоса при плавном перекрывании входного отверстия из бака в полость насоса.

В рассматриваемом случае явление кавитации можно предотвратить расширением входного канала к насосу и увеличением гидростатического давления в баке.

Герметичность трактов. Одной из причин появления пузырей в камерах ОКГ является подсос воздуха при неплотном соединении элементов тракта охлаждения. Отсутствие подтекания жидкости еще не означает, что сборка тракта герметична. При незатянутых сальниках можно наблюдать вереницу мелких пузырьков в месте, где сборка неплотная. Явление подсоса исчезает при более тщательной сборке тракта и уплотняющих сальников.

При скорости течения жидкости менее 1 м/с газовые пузыри, возникающие по разным причинам, могут задерживаться в зазорах между активным телом и защитной

трубкой. Повышение скорости течения жидкости в каналах ОКГ способствует освобождению их от газовых пузырей. Для повышения скорости течения (а при постоянстве сечения каналов охлаждения в камерах это эквивалентно увеличению расхода жидкости) следует согласовать конструкцию системы охлаждения с напорной характеристикой нагнетательного элемента: увеличить внутренний диаметр трубок теплообменника, увеличить внутренний диаметр подводящих шлангов и диаметр штуцеров и т. п. [52].

Заправка жидкостных систем охлаждения. Помимо рассмотренных выше причин появления газовых включений, пузыри в системе могут образовываться вследствие кипения жидкости на теплоотдающих поверхностях, фотохимического разложения охлаждающей жидкости с образованием газообразных продуктов распада, выделения из жидкости растворенных в ней газов, вскипания охлаждающей жидкости на различного происхождения поглощающих включениях при облучении их световым потоком высокой интенсивности. Весьма эффективными мерами по устранению пузырей такой природы являются рациональные подготовка охлаждающей жидкости к заправке (дегазация) и заправка системы охлаждения. Наибольшее распространение для закрытых, т. е. с изоляцией жидкости от контакта с окружающей средой, систем получил способ заправки, основанный на использовании закона Генри [69, 70]. Согласно закону Генри при постоянной температуре весовое количество газа, растворенного в данной жидкости, пропорционально его парциальному давлению над раствором:

$$G = \chi_{\Gamma} P_{\Gamma}, \quad (5.71)$$

где G — равновесное весовое количество растворенного газа, мг/л; P_{Γ} — парциальное давление данного газа, ата; χ_{Γ} — коэффициент весовой растворимости, мг/л·ата, зависит от температуры и рода жидкости и определяется экспериментально.

Для всех комбинаций газ — жидкость с уменьшением парциального давления количество газа, которое равновесно может быть растворено в ней, уменьшается. При увеличении давления растворимость газа в жидкости увеличивается. Заправка жидкостного контура хладагентом может производиться следующим образом (см. схему на рис. 5.21). К незаправленной системе охлаждения при помощи шлангов 14 и клапанов 6 подсоединяется специаль-

ный заправщик. Кран 5 системы перекрывается, включается насос 13 и производится заполнение жидкостного контура системы хладагентом из бака 7. Кран 9 при этом открыт. После окончания заполнения, что контролируется по отсутствию в смотровой трубке 12 обильных воздушных пузырей, кран 9 закрывается, включается вакуумный насос 10 и с помощью вентиля 11 в баке 7 создается давление, близкое к давлению насыщения хладагента

Система охлаждения УКТ

Заправщик

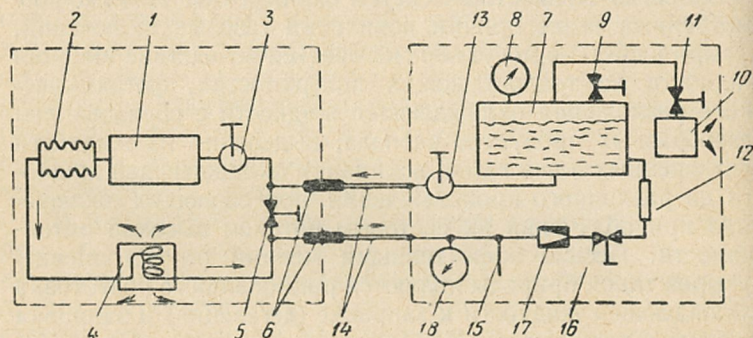


Рис. 5.21. Схема заправки жидкостного контура закрытой системы охлаждения:

1 — камера оптического элемента; 2 — компенсационный бачок; 3 — насос; 4 — теплообменник; 5 — перекрывной кран; 6 — заправочный клапан с запорным устройством; 7 — дегазационный бак заправщика; 8 — вакуумметр; 9 — атмосферный кран; 10 — вакуумный насос; 11 — вентиль; 12 — смотровая трубка; 13 — заправочный насос; 14 — соединительные трубопроводы; 15 — термометр; 16 — регулируемый дроссель; 17 — дроссель; 18 — манометр.

при температуре, замеряемой термометром 15. Затем включается циркуляционный насос системы 3 и дросселем 16 в жидкостном контуре устанавливается давление выше атмосферного, ограничиваемое работоспособностью его агрегатов и деталей и обеспечиваемое совместной работой насосов 13 и 3 при расходе жидкости через систему, соответствующем кратности циркуляции не менее 40—60 1/ч. Об окончании заправки судят по отсутствию воздушных пузырей в смотровой трубке 12, затем выключаются насосы 13, 3 и 10, открывается кран 9, давление в контуре восстанавливается до атмосферного, разъединяются клапаны 6 и открывается кран 5, после чего система заправлена и готова к эксплуатации.

При последовательности действий, изложенных выше, заправка жидкостного контура системы охлаждения дегазированным хладагентом обеспечивается тем, что в баке 7 жидкость находится при малом давлении, что в соответствии с законом растворимости газов в жидкостях приводит к уменьшению содержания воздуха и других газов в хладагенте. После повышения давления насосами 13 и 3 растворяющая способность хладагента возрастает, что обеспечивает растворение воздуха, оставшегося в жидкостном контуре. После дросселя 16 давление в тракте уменьшается, растворенный воздух выделяется из хладагента, и цикл повторяется вновь. После удаления из жидкостного контура всего воздуха степень загазованности жидкости при циркуляции в контуре не изменяется и становится равной загазованности жидкости в баке заправщика, в котором производится его дегазация. Последнее обстоятельство обеспечивает заправку системы охлаждения дегазированным хладагентом.

Описанная методика позволяет эксплуатировать системы охлаждения при значительном колебании в них температуры и давления без появления в охлаждающей жидкости газовоздушных включений. Так, например, если жидкостный контур системы был заправлен водой при температуре $+30^{\circ}\text{C}$ и давлении дегазации 0,28 ата, то для того чтобы из воды при давлении 1 ата начал выделяться растворенный в ней воздух, температура воды должна быть такой, при которой $\chi = 5,17$ мг/л·ата, что соответствует температуре выше 100°C .

Газовые системы охлаждения. Наибольшее распространение из газовых систем охлаждения элементов ОКГ получили системы воздушного охлаждения. Такие системы существуют в двух вариантах: автономные и неавтономные. Автономные системы охлаждения предполагают наличие собственного источника сжатого воздуха (компрессора, вентилятора, воздуходувки). Неавтономные системы охлаждения подключаются к магистрали сжатого воздуха. Охлаждение воздуха в автономных системах обычно осуществляется с помощью холодильных агрегатов [71].

Схема автономной замкнутой системы приведена на рис. 5.22. В указанной схеме замкнутый газовый контур содержит компрессор, фильтр очистки газа, теплообменник, холодильный агрегат и камеру прибора. К этому контуру подключается устройство для заполнения контура

сухим газом, состоящее из баллона и машинки осушки. Компрессор нагнетает газ через пылеулавливающий фильтр в теплообменник холодильного агрегата. Охлажденный до определенной температуры газ проходит в камеру прибора, омывает лампу накачки и активное тело, отбирая выделившееся в них тепло, и засасывается в компрессор, после чего цикл повторяется.

Перед пуском система охлаждения продувается сухим газом, например азотом в течение нескольких минут. Для

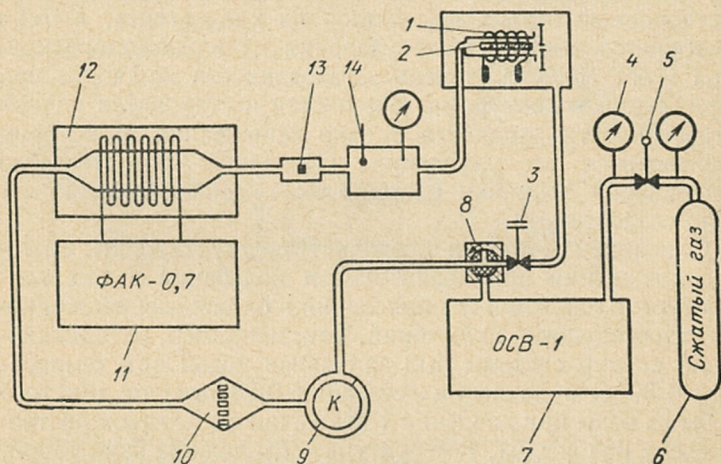


Рис. 5.22. Автономная многоконтурная воздушная система охлаждения:

1 — лампы накачки; 2 — активное тело; 3 — клапан; 4 — манометр; 5 — регулятор давления; 6 — баллон; 7 — машина осушки; 8 — кран; 9 — компрессор; 10 — фильтр; 11 — холодильный агрегат; 12 — теплообменник; 13 — расходомер; 14 — термометр.

этого к замкнутому контуру с помощью крана 8 подключается баллон сухого азота. Азот поступает из баллона через машинку осушки в тракт охлаждения и вытесняет влажный воздух через клапан 3 из системы охлаждения в атмосферу. После продувки кран 8 перекрывается и в системе создается избыточное давление 0,05—0,1 ати для предотвращения проникновения влажного воздуха в замкнутый контур. Избыточное давление газа измеряется манометром 4, расход газа контролируется расходомером 13, а температура — термометром 14.

Как уже указывалось, эффективность воздушных систем охлаждения весьма ограничена (коэффициенты теплообмена в камерах ОКГ не превышают величины 100—150 Вт/м²·град). Поэтому распределению газовых потоков в камерах ОКГ уделяется особое внимание. В работе [71] сравнивались два варианта: поперечное обтекание цилиндрического активного тела и продольное. Было установлено, что с увеличением диаметра d активного тела эффективность поперечного обтекания уменьшается и при $d > 15$ мм

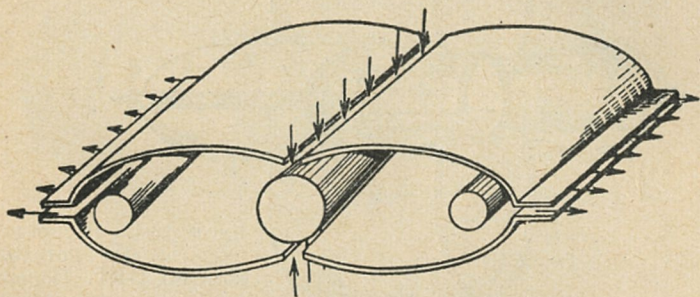


Рис. 5.23 Распределение газовых потоков в камерах ОКГ. Продольное обтекание активного тела.

может значительно уступать продольному. Исходя из этого обычно в приборах с цилиндрическим активным телом диаметром до 15 мм применяют схему распределения потоков в камере, аналогичную изображенной на рис. 5.23 (приборы ГОС-30М, ГОР-100М). При диаметре активного тела более 15 мм предпочтительнее схема, представленная на рис. 5.24. Вопрос о распределении потоков при охлаждении ламп обычно решается из конструктивных соображений.

В неавтономных системах охлаждение воздуха часто осуществляется в вихревых воздухоохладителях. Принцип работы вихревого воздухоохладителя основан на Ранка-эффекте энергетического разделения газа и заключается в следующем [68, 74]. При втекании газа в гладкую цилиндрическую трубу (рис. 5.25) через тангенциальное сопло-улитку образуется интенсивный вращающийся поток, приосевые слои которого заметно охлаждаются и через отверстие диафрагмы отводятся в виде холодного потока, а периферийные слои подогреваются и вытекают через дроссель в виде горячего потока (см. подробно [74]).

По мере прикрытия дросселя общий уровень давления в вихревой трубе повышается и расход холодного потока через отверстие диафрагмы увеличивается при соответ-

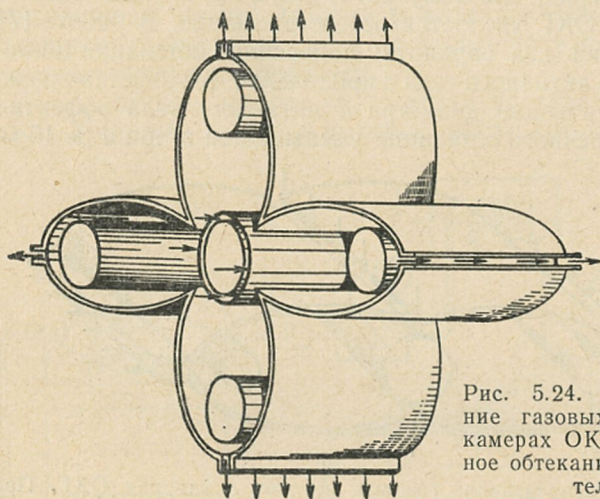


Рис. 5.24. Распределение газовых потоков в камерах ОКГ. Поперечное обтекание активного тела.

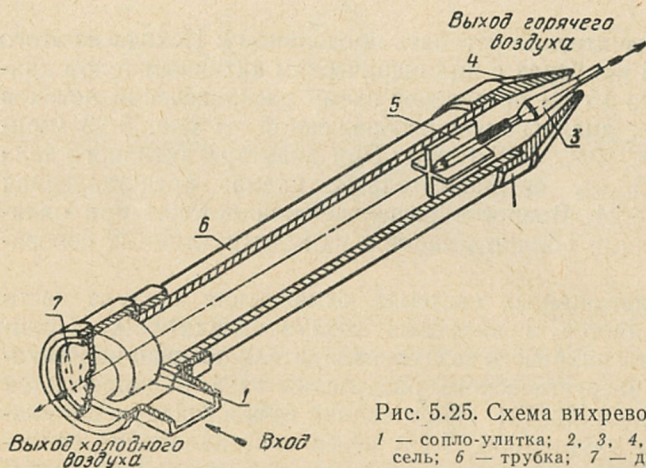


Рис. 5.25. Схема вихревой трубки:
1 — сопло-улитка; 2, 3, 4, 5 — дроссель; 6 — трубка; 7 — диафрагма.

вующем уменьшении расхода горячего потока. При этом температуры холодного и горячего потоков также изменяются.

На рис. 5.26 дан внешний вид серийно выпускаемого вихревого воздухоохладителя; прибор снабжен встроен-

ными системой терморегулирования температуры холодного потока, глушителем шума, механическим фильтром и манометром; характеристики показанного воздухоохладителя приведены в работах [72, 74]. Следует особо подчеркнуть, что вихревой воздухоохладитель прост в изготовлении и эксплуатации, в нем отсутствуют вращающиеся

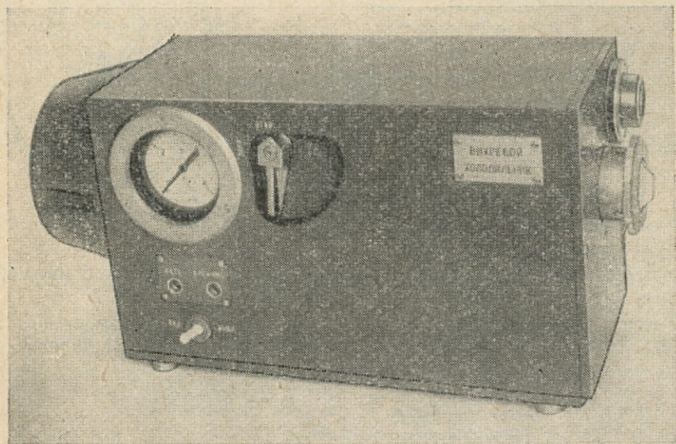


Рис. 5.26. Вихревой воздухоохладитель.

быстроизнашивающиеся детали, он не нуждается в периодическом осмотре квалифицированными специалистами и практически сразу входит в устанавливаемый режим работы.

Весьма перспективным является вихревое охлаждение оптических элементов ОКГ, которое позволяет реализовать систему охлаждения минимальных веса и габаритов. При этом эффективность охлаждения по сравнению с общеизвестными газовыми системами охлаждения возрастет в 3—8 раз [75]. Схема компоновки камеры ОКГ в сочетании с вихревой трубой представлена на рис. 5.27. Активное тело помещается в оправах на оси вихревой трубы, цилиндрическая часть которой изготовлена из прозрачного материала (кварца, стекла). В корпусе вихревой трубы установлено тангенциальное сопло-улитка, внутренняя часть которого выполнена по спирали Архимеда. На противоположном конце трубы находится раскрutoчный щелевой

диффузор 4, образованный двумя дисками [75, 76]. Возможный уровень охлаждения оптических элементов в форме

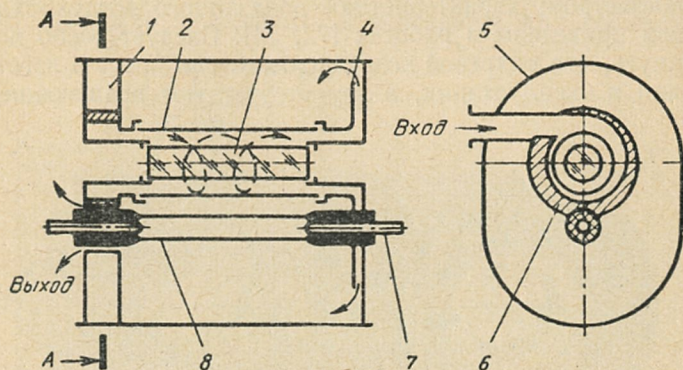


Рис. 5.27. Камера оптического квантового генератора с вихревым охлаждением активного тела:

1 — корпус; 2 — вихревая труба; 3 — активное тело; 4 — диффузор; 5 — осветитель; 6 — сопло-улитка; 7 — электроды; 8 — лампа накачки.

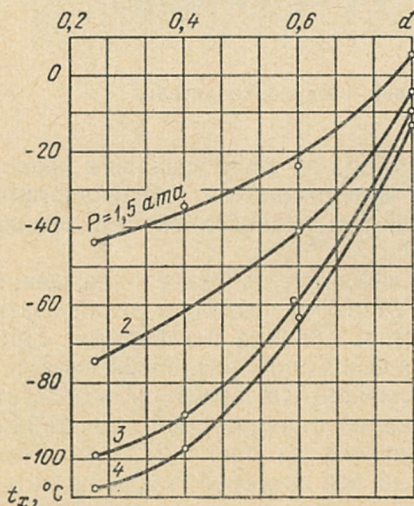


Рис. 5.28. Зависимость эффекта охлаждения от относительного диаметра оптического элемента при $T_1 = 298 \text{ K}$.

цилиндров различных диаметров в такой вихревой трубе ориентировочно может быть определен по рис. 5.28, где приведены результаты исследований [75], выполненные при различных давлениях сжатого воздуха P_1 и постоян-

ной его температуре T_1 на входе. Введение относительного диаметра $\bar{d} = d/D$ позволяет использовать эти данные для труб и тел различных размеров. Как показывают кривые на рис. 5.28, в вихревой трубе с диффузором возможно охлаждение цилиндрического тела ниже -100°C при давлении сжатого воздуха 4 ата, что значительно превышает эффект идеальной турбины (при одинаковых условиях на входе и выходе).

Практический интерес представляет распределение изотерм внутри вихревой трубы (рис. 5.29). Изотермические поверхности в вихревой трубе близки к цилиндрическим на значительной части ее длины и резко сближаются

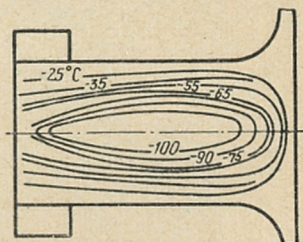


Рис. 5.29. Распределение изотерм в полости трубы со щелевым диффузором.

к оси около диффузора. Приближение изотермических поверхностей к цилиндрам возрастает с увеличением вихревой трубы и уменьшением радиуса диффузора. При наличии на оси трубы цилиндрического тела изотермы в вихре уплотняются и вытягиваются вдоль его поверхности. Следует отметить, что боковые зоны вихря, непосредственно прилегающие к плоскостям диафрагмы и диффузора, заполняются частью пограничного слоя, стекающего к оси трубы по этим плоскостям, в результате чего эти зоны становятся более теплыми, чем центральное ядро вихря. Поэтому охлаждаемые тела следует располагать на некотором (до $1d$) удалении от плоскостей диафрагмы и диффузора (как показано, например, на рис. 5.27).

Благодаря конструктивной простоте, малым габаритам и эффективности вихревая труба с диффузором является перспективным устройством для охлаждения оптических элементов ОКГ различного назначения. На рис. 5.30 показан внешний вид одного из вариантов камеры ОКГ с вихревым охлаждением (слева тангенциальное сопло-улитка).

Контактное охлаждение. В рассмотренных выше системах охлаждения ОКГ охлаждающая среда непосредственно

омывала его оптические элементы. В ряде случаев при жидкостном охлаждении не удастся осуществить функционирование оптических элементов (см. § 5.1). Кроме того, жидкостной способ теплоотвода требует выполнения ряда условий, таких как повышенные требования к чистоте хладагента, коррозионную устойчивость материалов тракта охлаждения, наличие соответствующих магистралей

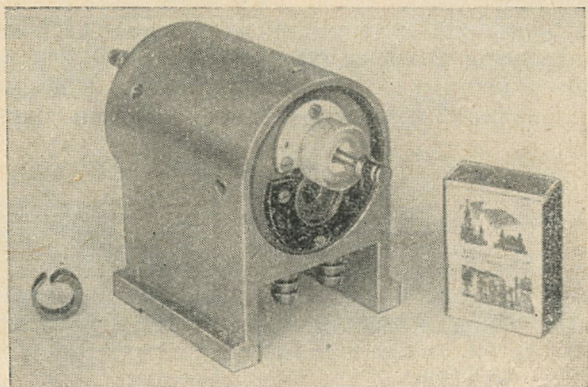


Рис. 5.30. Внешний вид камеры оптического квантового генератора с вихревым охлаждением активного тела.

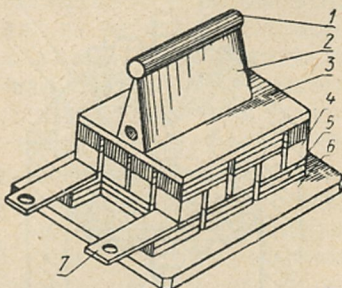
хладоагента повышенного давления и т. п. Все это при определенных специфических обстоятельствах может затруднить применение разобранных выше схем охлаждения. В связи с этим получили распространение системы контактного охлаждения. Контактные системы охлаждения классифицируются по способу охлаждения теплопровода. Известны системы с термоэлектрическим охлаждением и жидкостным охлаждением путем протока хладагента по внутренним каналам в теплопроводе. К последнему типу относят системы с погружением основания теплопровода в объем хладагента.

Системы термоэлектрического охлаждения теплопровода характеризуются небольшими габаритами и весом, незначительной потребляемой мощностью, возможностью быстрого перехода из режима охлаждения в режим нагрева, малым временем выхода в режим и возможностью работы в широком диапазоне окружающих температур, давлений, ускорений и вибраций. Однако термоэлектрическое охла-

ждение имеет относительно низкую эффективность охлаждения (коэффициент теплопередачи $20\text{--}70 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}$), что определяет область их применения в ОКГ с малой энергией излучения, работающих в режиме посылки импульсов сериями [71, 77]. На рис. 5.31 представлен один из вариантов оформления контактного теплоотвода на базе термоэлектрической полупроводниковой батареи. Здесь в активное тело ОКГ — кристалл рубина 1 — предварительно по образующей вжигается полоса серебра [78]. Затем активное тело припаивается легкоплавким припоем

Рис. 5.31. Схема контактного термоэлектрического охлаждения:

1 — активное тело; 2 — теплопровод; 3 — коллектор холодных спаев; 4 — термоэлементы; 5 — теплопереходы; 6 — основание; 7 — шины.



к медному теплопроводу, который, в свою очередь, припаивается к коллектору холодных спаев 3 термобатареи, состоящей из термоэлементов 4, смонтированных на гофрированных либо керамических теплопереходах 5. Термобатарея с теплопроводом представляет собой конструктивно законченный узел, смонтированный на основании 6, которое одновременно является коллектором горячих спаев термобатареи. В отверстие в теплопроводе помещается термодатчик, по сигналу которого через соответствующее реле термобатарея работает либо в режиме охлаждения, либо в режиме нагрева, и таким образом поддерживается заданный тепловой режим элемента.

При жидкостном охлаждении теплопровода удастся резко повысить эффективность системы охлаждения за счет уменьшения теплового сопротивления «оптический элемент — хладагент» и реализации протока хладагента по каналам в теплопроводе. Конструкция камеры ОКГ с указанным способом охлаждения теплопровода представлена на рис. 5.32.

Охлаждающая жидкость или газ через входной штуцер подводится к теплопроводу, на котором закреплено актив-

ное тело. Проходя по внутреннему каналу, высверленному в теплопроводе, жидкость или газ воспринимает выделяющуюся в процессе работы в активном теле тепловую энергию. Теплопровод с активным телом через теплоизолирующую прокладку соединяется с корпусом камеры, в которой крепятся лампы накачки и отражатель. Способ охлаждения ламп накачки, осветителя и корпуса ОКГ может быть решен по-разному в зависимости от величины энергии накачки и частоты следования импульсов накачки.

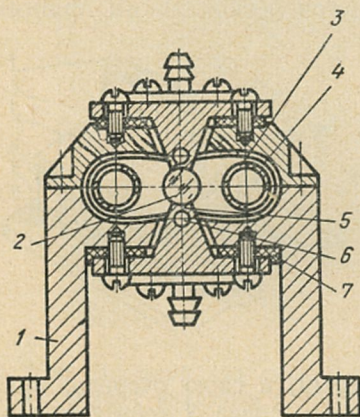


Рис. 5.32. Камера ОКГ с контактным охлаждением активного тела и жидкостным охлаждением теплопровода.

1 — корпус; 2 — активное тело; 3 — лампа накачки; 4 — осветитель; 5 — теплопровод; 6 — канал; 7 — теплоизолирующая прокладка.

В качестве хладагента (теплоотводящей жидкости) могут использоваться вода, жидкости с низкой температурой замерзания — антифризы, жидкий и газообразный азот, фреон и другие, т. е. оптический элемент при такой конструкции может работать в широком диапазоне температур [71, 78—80]. При водяном охлаждении (расход 5—8 л/мин) теплопровода в рассмотренных конструкциях осуществляется теплоотвод до 200 Вт.

При конструировании контактных систем охлаждения возникают вопросы, связанные с определением площади теплового контакта и несимметричным теплоотводом относительно оси оптического элемента ОКГ. Для активных элементов площадь теплового контакта, с одной стороны, ограничена требованиями создания эффективного и по возможности равномерного освещения активного тела, что во многом определяет энергетические и угловые характеристики излучения. С другой стороны, площадь должна быть по возможности большой, что обеспечит более эффек-

тивный теплоотвод и связанное с этим обстоятельством уменьшение времени выхода в режим и времени тепловой релаксации и т. п. Площадь теплового контакта активного тела и теплопровода не должна превышать 25% боковой поверхности элемента, если при этом эффективность осветительной системы ОКГ (в зависимости от размеров активного тела, лампы и осветителя) снижается на 10—15% [81].

Различие коэффициентов теплового расширения активного вещества, припоя и теплопровода и несимметричность теплоотвода при контактном охлаждении могут привести к значительной деформации активного тела. Детальные исследования этого явления, приведенные в работе [81], показали, что наибольшее влияние на работу ОКГ с контактной системой охлаждения оказывает несимметричная термическая деформация, имеющая характер оптического клина и определяемая как тепловыми свойствами активного тела и нагревом за счет поглощенной энергии оптической накачки, так и наличием теплового нагрева от лампы накачки, а также тепловым сопротивлением системы отвода тепла. Клиновая термическая деформация в некоторых случаях может быть скомпенсирована в квазинепрерывном режиме посылки импульсов с определенной частотой. Влияние различия коэффициентов теплового расширения материалов теплоперехода от активного тела к теплопроводу удастся полностью исключить введением специально подбираемых мягких припоев. В работе [81] также приведены соображения по поводу рационального выбора конструкции теплопровода.

5.5. ОХЛАЖДАЮЩИЕ СРЕДЫ

Важным этапом при разработке системы охлаждения является выбор охлаждающей среды, омывающей активные тела, лампы накачки и элементы осветительной системы. Особенности эксплуатации той или иной охлаждающей среды требуют применения определенных материалов тракта охлаждения, включения в схему охлаждения соответствующих фильтров, формулируют условия хранения среды, определяют срок службы и т. п.

Газовые среды. При выборе рода газа для циркуляции в контурах охлаждения и термостабилизации элементов ОКГ руководствуются следующими соображениями: высо-

кие коэффициенты пропускания для излучения оптической накачки, слабая химическая активность по отношению к материалам тракта охлаждения и элементам ОКГ, доступность и безопасность при эксплуатации. Наиболее распространенными агентами газовых систем охлаждения являются воздух и азот. Азот применяют исключительно в замкнутых контурах и при продувке трактов охлаждения. Азот поставляется в специальных баллонах высокого давления 150 и 300 атм. Источником воздуха являются магистрали общего назначения и собственные компрессоры воздухоудовки, вентиляторы.

Воздух, поступающий в камеру ОКГ, должен подвергаться специальной фильтрации от механических примесей, капель воды и масла. При выборе или разработке фильтра отправным моментом является избыточное давление воздуха. Вентиляторы и воздухоудовки создают поток воздуха с небольшим избыточным давлением и дополнительно не загрязняют его. В этих случаях осуществляют фильтрацию воздуха на входе в блоки охлаждения. Фильтром могут служить, например, несколько слоев капроновой сетки или парашютного шелка.

Воздух из магистрали или от собственного компрессора загрязнен механическими примесями и маслом. Тем не менее, благодаря развиваемому высокому давлению удастся осуществить эффективную фильтрацию. В газовых контурах высокого давления и с большими скоростями потоков применяют устройства для фильтрации: фильтры, построенные по принципу резкого изменения направления потока, адсорбционные фильтры и ряд других; хорошо зарекомендовали себя металлокерамические [82] и вихревые фильтры [83].

Жидкостные среды. Жидкостные среды, применяемые в системах охлаждения ОКГ, характеризуются фотохимической устойчивостью к многократному световому воздействию большой мощности, высокой теплоемкостью и теплопроводностью, минимальным коррозирующим действием на детали системы охлаждения, отсутствием осадков при длительной эксплуатации жидкости, низкой температурой замерзания в сочетании с небольшой вязкостью.

Кроме того, такие жидкости не должны ухудшать свою прозрачность, образовывать взрывоопасные и токсичные пары и смеси и иметь возможно меньшие испаряемость и изменение объема при нагревании.

Из жидкостных систем охлаждения наибольшее распространение получили водяные системы. Это объясняется тем, что наряду с высокими стабильными коэффициентами пропускания излучения оптической накачки и способностью отфильтровывать инфракрасную часть спектра, вода обладает хорошими теплофизическими характеристиками [84] и позволяет реализовать эффективные термостабилизирующие и теплоотводящие системы. Кроме того, вода доступна и абсолютно безопасна в работе. Однако при использовании воды в качестве охлаждающей жидкости элементов ОКГ важное значение имеет ее жесткость, особенно при питании разомкнутых систем от водопроводной магистрали.

При использовании воды в качестве теплоотводящей жидкости наибольшее внимание следует обращать на временную жесткость. Для удаления образовавшейся накипи на элементах тракта охлаждения рекомендуется их промывать 3—4%-ным раствором соляной кислоты. Положительный эффект в уменьшении выпадающих осадков дают ионитовые фильтры, которые включают в замкнутые контуры водяных систем охлаждения. В этих фильтрах содержатся иониты, способные вступать в реакции обмена с находящимися в водных растворах катионами и анионами. В связи с этим имеются две основные группы ионитовых материалов: катиониты и аниониты. Существует большая группа ионитовых материалов. В зависимости от того, являются ли в молекуле катионита способным к обмену ион натрия или ион водорода, различают Na-катионит или H-катионит. Активным ионом в составе анионита является гидроксильный ион OH. Эффективность применения фильтров резко снижается при использовании воды, загрязненной органическими веществами, а также содержащей двухвалентные соединения железа или марганца. Поэтому рекомендуется перед поступлением воды в ионитовые фильтры проводить простую фильтрацию. Химическая и технологическая сторона вопроса об ионитовых фильтрах, а также особенности их эксплуатации подробно рассматриваются в литературе по водоподготовке (см., например, [85—87]).

В замкнутой системе охлаждения употребляется дистиллированная или очищенная вода, благодаря чему исключается возможность появления накипи. Однако непрерывная длительная циркуляция воды по замкнутому тракту приводит к образованию осадка, состоящего из окислов металлов, использованных в системе охлаждения,

а также из частиц резины, сорванных потоком воды с поверхности резиновых шлангов. Поэтому в водяных замкнутых контурах наряду с применением ионитовых и других фильтров, задерживающих образующие осадок взвешенные частицы, рекомендуется периодическая смена воды.

В воде, прошедшей ионитовые фильтры, через некоторое время может снова появляться осадок. По этой причине в замкнутой системе целесообразно непрерывное или, по крайней мере, периодическое прохождение воды через

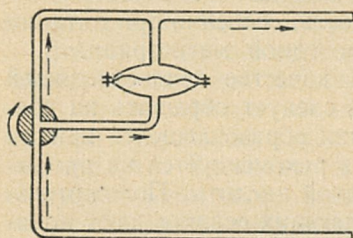


Рис. 5.33. Схема включения фильтра в контур системы охлаждения.

указанные фильтры. Конструкция фильтров и их включение в схему охлаждения должны быть выполнены так, чтобы существенно не повышалось при их применении общее гидравлическое сопротивление системы. Один из возможных вариантов подключения ионитового фильтра показан на рис. 5.33. Трехходовой кран позволяет осуществить работу системы как без фильтра, так и с параллельным его подключением. На период промывки системы вся циркулирующая жидкость проходит через фильтр.

При работе ОКГ на открытых площадках в зимнее время применяют низкотемпературные жидкости — водоспиртовые, водоглицериновые и этиленгликолевые антифризы.

Для получения водоспиртового антифриза с температурой замерзания, например, — 40° С необходимо добавить к воде 53% этилового спирта. Для водоспиртовых антифризов характерна низкая температура кипения, вследствие чего при эксплуатации спирты испаряются быстрее воды. В результате испарения происходит потеря спиртов и, следовательно, повышение температуры замерзания антифризов. Для предотвращения коррозии в этиловый спирт добавляют 0,05—0,1% нитрита натрия (NaNO_2) и 0,05—1,0% молибдата натрия (Na_2MoO_4). Существенным недостатком водоспиртовых антифризов является их низкая температура вспышки и воспламенения, а также способность легко

образовывать воспламеняющиеся с воздухом смеси. В качестве материалов трактов охлаждения могут быть использованы нержавеющая сталь, силиконовая резина, полиэтилен, фторопласт. Не допускаются к применению медь и ее сплавы, различные смолы, резина, в том числе вакуумная.

Водоглицериновые составы дают достаточно высококачественные антифризы. Для получения антифриза с температурой замерзания -40°C необходимо добавить к воде 70% глицерина. Вследствие высокой температуры кипения глицерина его растворы с водой не имеют недостатков, свойственных водоспиртовым антифризам. К недостаткам этих антифризов относят их способность легко вспениваться. Вспенивание резко ухудшает эффективность радиационного обмена в осветителе и теплопередачу. Вспенивание в сочетании со значительной вязкостью этих антифризов резко сокращает область их применения.

Свойства этиленгликолевых антифризов, полученных из чистого этиленгликоля и воды, определяются соотношением этих компонентов. Известные антифризы 40 и 65 с температурой замерзания соответственно -40 и -65°C получаются при добавлении к воде соответственно 53 и 66% этиленгликоля (см. ГОСТ 159—52).

Коррозирующее действие этиленгликолевых антифризов на детали системы охлаждения примерно такое же, как и воды. В качестве ингибиторов коррозии в растворы добавляют кислый фосфорнокислый натрий Na_2HPO_4 и декстрин. Рекомендуемые материалы трактов охлаждения — алюминий, нержавеющая сталь, полиэтилен, фторопласт. При длительном соприкосновении антифриза с медью и латуной цвет антифриза изменяется в сторону зелено-синей окраски. В пожарном отношении указанный антифриз безопасен. Попадание антифриза внутрь организма вызывает тяжелые отравления, хотя для кожи человека этиленгликоль безвреден. Поэтому при работе с этиленгликолевыми антифризами следует соблюдать особую осторожность и соответствующие правила техники безопасности.

Теплофизические свойства антифризов хорошо изучены и освещены в литературе [84, 88—91].

Центральным вопросом в выборе и применении охлаждающих жидкостей является подбор их спектрального состава таким образом, чтобы отфильтровывать неучаствующую в генерации часть спектра ламп накачки и тем самым уменьшить тепловую нагрузку на оптический элемент.

Для ОКГ на рубине желательно использовать жидкость, поглощающую ультрафиолетовую часть спектра до 3500 \AA , а для ОКГ на неодимовых стеклах — до 4300 \AA [92—94].

Известно, что растворы солей меди в воде и этиленгликоле поглощают излучение от $0,6$ — $0,7$ мкм, растворы нитрита натрия до $0,2$ — $0,5$ мкм, растворы солей железосинеродистого калия и бихромата аммония до $0,4$ — $0,5$ мкм и т. д. [62]. Комбинацией различных примесей можно в принципе подобрать состав жидкости с достаточно узкой полосой пропускания. Однако при этом существенное значение имеют устойчивость химического состава и воспроизводимость спектральных характеристик растворов в процессе работы ОКГ. Методы и результаты изучения фотохимической устойчивости и стабильности спектральных характеристик ряда охлаждающих жидкостей применительно к рубиновым ОКГ приведены в работе [93].

5.6. ПРИБОРЫ КОНТРОЛЯ И РЕГУЛИРОВАНИЯ И ЭЛЕМЕНТЫ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ

В системы охлаждения ОКГ включают приборы, предназначенные для контроля и защиты от нарушения нормальной эксплуатации ОКГ, а также обеспечивающие поддержание заданного теплового режима рабочих элементов, характеристики которых существенно зависят от их температуры.

В одноконтурных разомкнутых системах применяют обычно только гидрореле; оно подает сигнал о прекращении поступления хладагента в систему. В системах с замкнутыми жидкостными контурами необходимо следить за уровнем жидкости в резервуарах. Защитное устройство сигнализирует, когда этот уровень опустится до минимально допустимой нормы. В более сложных системах, обеспечивающих получение генерации с определенной длиной волны или строгое постоянство энергии излучения, устанавливают системы стабилизации температуры хладагента. В ОКГ лабораторного назначения дополнительно включают приборы, измеряющие расход, давление и температуру хладагента.

Системы термостабилизации. Система термостабилизации охлаждающей жидкости позволяет осуществить косвенную стабилизацию температурного поля оптического элемента ОКГ и тем самым обеспе-

чить воспроизводимость энергетических и спектральных характеристик излучения ОКГ. Как правило, в практике использования ОКГ не требуется высокая точность поддержания температуры жидкости. Удовлетворительная точность термостатирования составляет $0,5-2^{\circ}\text{C}$. Поэтому применяемые в ОКГ системы термостабилизации жидкости достаточно просты. Датчиками температуры в системах охлаждения, изображенных на рис. 5.15 и 5.17, являются два термоконтактора P_4 и P_5 с номинальными температурами T_1 и T_2 ($T_1 < T_2$); электрическая схема системы термостабилизации дана на рис. 5.34. При температуре жидкости в замкнутом контуре

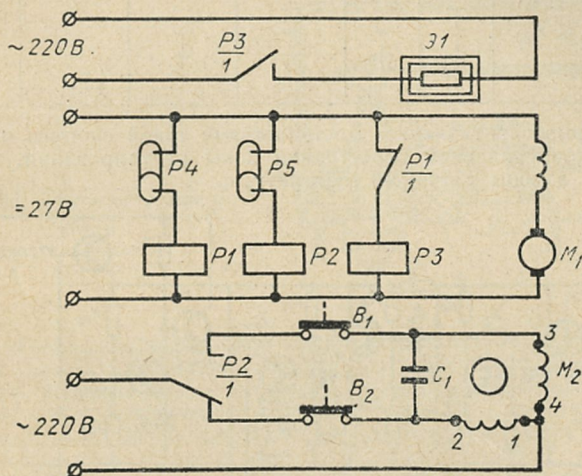


Рис. 5.34. Электрическая схема термостабилизации охлаждающей элементы ОКГ среды. Датчики температуры — ртутные термоконтакторы типа ТК-1.

ниже температуры T_2 термоконтакторы разомкнуты и сброс тепла отсутствует, перекрыта водопроводная вода (см. рис. 5.15) и отключен холодильный агрегат (см. рис. 5.17), а нагреватель \mathcal{E}_1 включен: температура жидкости в контуре повышается. При достижении температуры жидкости, равной T_1 , замыкаются контакты термоконтактора P_4 с номиналом T_1 , при этом срабатывает реле P_1 и нагреватель отключается. В процессе работы прибора температура жидкости может подняться выше температуры T_2 , тогда замкнутся контакты термоконтактора P_5 , сработает реле P_2 и включится реверсивный двигатель 10, который переведет кран 9 в положение, открывающее доступ магистральной воде к теплообменнику 5 (см. рис. 5.14). По схеме на рис. 5.16 включится холодильный агрегат и температура жидкости начнет понижаться. Только что сказанное иллюстрируется табл. 5.7.

На рис. 5.35 приведена еще одна электрическая схема системы термостабилизации. В качестве датчика температуры здесь приме-

Температура хладагента в контуре охлаждения оптического элемента T_f	Состояние термоконтакторов: — разомкнут, + замкнут		Состояние элементов термостабилизатора по схеме на рис. 5.14		Состояние элементов термостабилизатора по схеме на рис. 5.16	
	T_1	T_2	нагреватель	теплообменник	нагреватель	холодильный агрегат
$T_f < T_1$	—	—	+	—	+	—
$T_1 \leq T_f \leq T_2$	+	—	—	—	—	—
$T_f > T_2$	+	+	—	+	—	+

нено термосопротивление. Достоинствами такой системы является возможность плавной перестройки зоны регулирования, не требующей замены датчиков температуры.

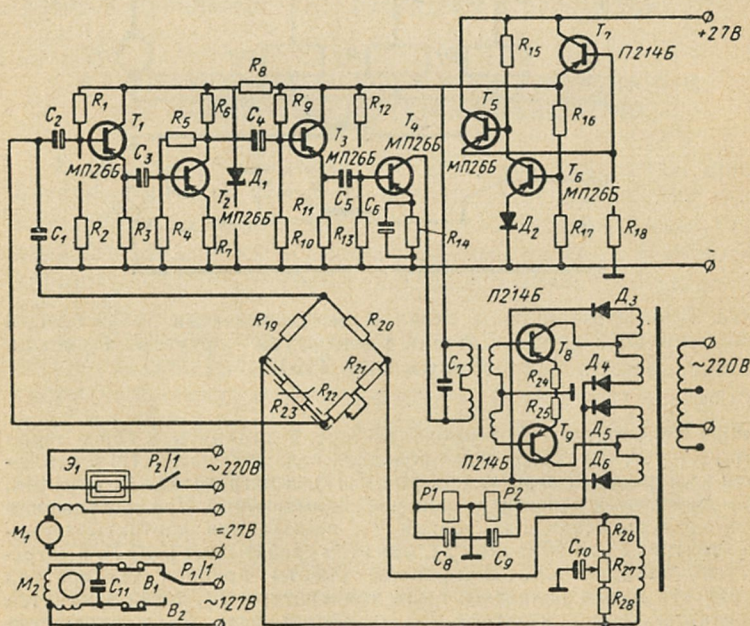


Рис. 5.35. Электрическая схема термостабилизации, охлаждающей элементы ОКГ среды. Датчики температуры — терморезисторы.

Термоконтакты. Термоконтакты применяются в качестве датчика для ступенчатого позиционного регулирования температуры хладагента, теплопровода и т. п., а также для сигнализации

о нарушении нормального режима работы или достижения заданной температуры объекта (охлаждающей жидкости, теплопровода и т. п.). В схемах термостабилизации наибольшее применение получили биметаллические и dilatометрические термоконтакты.

Ртутные стеклянные термоконтакты — представители группы dilatометрических датчиков — небольшого размера, надежны в работе и не требуют сложных схем для их включения. Ртутный стеклянный термоконтакт состоит из массивного капилляра с двумя впаянными контактами [95, 96]. Капилляр заполнен ртутью до

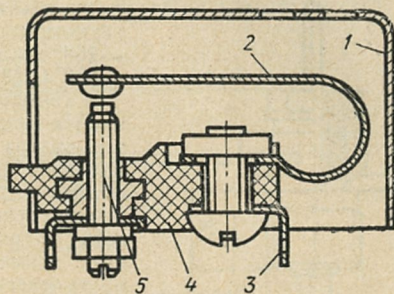


Рис. 5.36. Температурное реле РБ-5:

1 — корпус; 2 — элемент; 3 — лестик; 4 — основание; 5 — контакт.

такого объема, что замыкание контактов ртутным столбиком происходит при определенной температуре. Допустимая мощность тока при нагрузке термоконтактора не должна превышать 2 Вт при токе $\leq 0,2$ А (омическая нагрузка) и $\leq 0,07$ А (индуктивная). При индуктивной нагрузке рабочее реле выбирается таким образом, чтобы постоянная времени цепи была меньше 0,005 с, а схема обеспечивала искрогашение. При соблюдении этих условий термоконтакты допускают свыше 50 000 переключений с частотой контактирования не более 5 раз/мин. Ртутные термоконтакты чувствительны к изменению положения относительно вертикали и недостаточно надежно работают в условиях вибрации. Обычно точность регулирования в системе с ртутным термоконтактором не превосходит $\pm 0,025^\circ \text{C}$ [97].

Действие биметаллических термоконтакторов основано на механическом замыкании контактов биметаллической пружиной [98]. К такому типу датчиков относится температурное реле РБ-5, конструкция которого изображена на рис. 5.36.

Температурное реле РБ-5 изготавливается в двух вариантах: РБ-5-1 с одним нормально замкнутым контактом и РБ-5-2 с одним нормально разомкнутым контактом. При повышении температуры среды выше температуры срабатывания контакты реле РБ-5-1 размыкаются, а контакты реле РБ-5-2 замыкаются. Точность реле $\pm 2^\circ \text{C}$ от номинальной установки. Контакты рассчитываются на работу в электрических цепях постоянного и переменного тока частотой 50 Гц при напряжении от 10 до 50 В и величине тока от 0,02 до 0,25 А. При этом индуктивность цепи не превышает 2 Г, а постоянная времени этой цепи $\tau \leq 0,01$ с. В электрических цепях постоянного тока с индуктивностью более 0,1 Г применяются искрогасительные контуры. Вес реле РБ-5 — 5 г.

Термометры сопротивления. Принцип действия термометров сопротивления основан на свойстве проводника (платины, меди и других) изменять свое сопротивление с изменением температуры. Таким образом измерение температуры сводится к измерению сопротивления этого проводника, погруженного в исследуемую среду. Термометры сопротивления можно включать в любую схему, предназначенную для измерения сопротивления. Обычно для измерения температуры используют уравновешенные мосты и логометры. Серийно выпускаемые металлические термометры сопротивления по

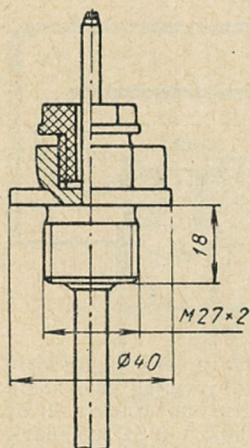


Рис. 5.37. Термометр сопротивления ТСМ-X1.

материалу чувствительного элемента делаются на платиновые и медные. Платиновыми термометрами измеряют температуру от -250 до $+650^{\circ}\text{C}$, медными от -50 до $+100^{\circ}\text{C}$ [39].

Термометры сопротивления изготавливаются различной длины, причем длина термометра выбирается в зависимости от размеров трубопровода, термостатируемого объема и т. п. При выборе глубины погружения термометра необходимо обеспечивать полное погружение его чувствительного элемента в измеряемую среду (для платинового термометра 30—120 мм, медного около 60 мм). Конструкция типового термометра сопротивления приведена на рис. 5.37.

Наружная арматура термометра состоит из защитной трубы, подвижного или неподвижного штуцера для крепления термометра и головки. При передвижном штуцере термометр можно погружать на различную глубину. Передвижной штуцер имеет сальниковые уплотнения. Часть трубы, которая вводится в измеряемую среду, изготавливается из углеродистой

стали 20 или нержавеющей стали 1X18H9T. Материалы погружаемой части термометра сопротивления выбираются в зависимости от свойств охлаждающей среды. В головке помещена контактная колодка с зажимами для крепления проводов, соединяющих термометр сопротивления с измерительным устройством.

Градуйровка термометров сопротивления зависит от материала чувствительного элемента и его сопротивления при темпе-

Таблица 5.8

Градуйровка	Материал чувствительного элемента	Сопротивление термометра при $T_f = 0^{\circ}\text{C}$, Ом
20	Платина Пл-2	10
21	То же	46
22	» »	100
23	Медь	53

ратуре 0°C (табл. 5.8). В соответствии с градуировкой термометра должен подбираться измерительный прибор.

Отношение сопротивления чувствительного элемента при температуре 100°C к сопротивлению чувствительного элемента при температуре 0°C (R_{100}/R_0) для платиновых термометров сопротивления равно $1,391 \pm 0,001$, для медных — $1,425 \pm 0,001$.

Градуировочные таблицы для платиновых термометров сопротивления градуировок 20, 21, 22 и медных термометров сопротивления градуировки 23 приведены в ГОСТ-6651—59.

Термопары. Применение термопар в качестве датчиков температуры для систем термостабилизации оптических элементов ОКГ

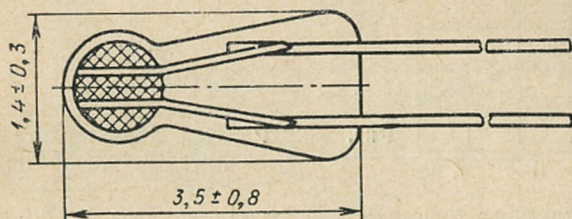


Рис. 5.38. Терморезистор типа МКМТ-16.

весьма перспективно из-за стабильности рабочих характеристик, малой тепловой инерции, незначительных габаритов и доступности, а также простоты изготовления и градуировки. Однако малая температурная чувствительность (для термопары хромель-копель 65 мкВ/град и медь-константан около 40 мкВ/град) и необходимость строгого учета температуры «холодного» спая затрудняют их широкое применение [97, 99]. В системах охлаждения ОКГ термопары обычно используются для разовых замеров величины разности или абсолютного значения температуры хладагента, теплопровода и элементов тракта охлаждения.

Терморезисторы. Наряду с проволочными датчиками температуры в системах термостабилизации широкое применение находят терморезисторы — полупроводниковые термозависимые элементы, благодаря небольшим габаритам и весу, малой инерционности и относительно высокой чувствительности. На рис. 5.38 показан один из вариантов конструктивного выполнения терморезистора МКМТ-16. (Вес МКМТ-16 — 25 мг.) В широком диапазоне температур рабочая характеристика терморезистора имеет вид [97]:

$$r(T) = r_{20} \exp \left(\frac{B}{T+273} - \frac{B}{293} \right), \quad (5.72)$$

где r_{20} — сопротивление терморезистора при 20°C ; B — постоянная, зависящая от материала.

Для большого интервала измеряемых температур характеристика (5.72) нелинейна. Однако в системе термостабилизации оптических элементов ОКГ измеряемые отклонения невелики, так что можно вполне пользоваться линейным представлением $r = r_0[1 + \alpha_K(T - T_0)]$. Температурный коэффициент α_K для по-

давления большинства терморезисторов уменьшается с ростом температуры. Его можно определить из выражения

$$\alpha_K = -B/(T_0 + 273)^2. \quad (5.73)$$

Чувствительность полупроводниковых терморезисторов почти на порядок выше, чем у проволочных датчиков температуры. Для терморезисторов типа ММТ-1 величина α_K составляет 0,024—0,034 град⁻¹ при 20° С и —0,017 ÷ —0,025 град⁻¹ при 70° С.

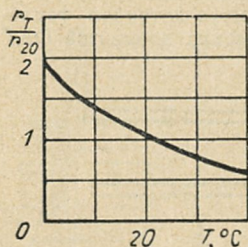


Рис. 5.39. Рабочая характеристика (средняя) терморезистора ММТ-1.

Соответствующие значения для терморезисторов КМТ-1 в 1,5—2 раза выше [97]. На рис. 5.39 приведена средняя рабочая характеристика терморезистора ММТ-1.

Приборы визуального контроля. Приборы визуального контроля применяются обычно при наладке системы охлаждения, а также при измерении генерационных характеристик ОКГ и исследовании их зависимости от параметров системы охлаждения. К приборам визуального контроля относятся приборы для измерения расхода, давления и температуры хладагента, а также датчики уровня жидкости в резервуарах.

Измерение температуры жидкости можно проводить с помощью стеклянных термометров или термометра сопротивления с показывающими или записывающими приборами (ЭМП-09, МС-01 и др.). Цена наименьшего деления шкалы стеклянного термометра лежит в пределах от 0,01 до 10° С и определяется объемом шкалы, назначением термометра и применяемой термометрической жидкостью. Представителями используемых стеклянных термометров являются термометр ТЛ-2 с ценой деления шкалы 1° С и диапазонами измерения: —30 ÷ +70° С, 0 ÷ 100° С, 0 ÷ 150° С; ТЛ-6 с ценой деления шкалы 1° С и диапазоном —30 ÷ +60° С и термометр ТЛ-7 с ценой деления 0,5° С и диапазоном 0 ÷ +100° С [100].

Контроль давления в тракте охлаждения осуществляют пружинными манометрами или манометрами мембранного типа.

Расход хладагента можно измерять расходомерами поплавкового типа (РС-3, РС-5, РС-7) и скоростными расходомерами.

Контроль за уровнем жидкости в резервуаре ведется специальными щупами или выводными прозрачными трубками, предусмотренными при конструировании системы охлаждения.

Гидрореле. Гидрореле — один из наиболее важных защитных приборов в жидкостных системах охлаждения, так как прекращение подачи жидкости или снижение давления в трактах может привести к срыву генерации и выходу из строя охлаждаемых элементов ОКГ. Гидрореле выполняет две функции: сигнализации

и защиты. Действие гидрореле основано на том, что внутри его рабочего объема при протекании жидкости возникает повышенное давление. Оно падает, когда уменьшается скорость жидкости или прекращается ее поступление в тракт охлаждения. Конструкция гидрореле (один из многочисленных вариантов) изображена на рис. 5.40.

Гидрореле включается в тракт охлаждения своим штуцером 1. Жидкость, циркулирующая в системе, заполняет рабочий объем А и вызывает в нем рост давления до уровня, равного давлению

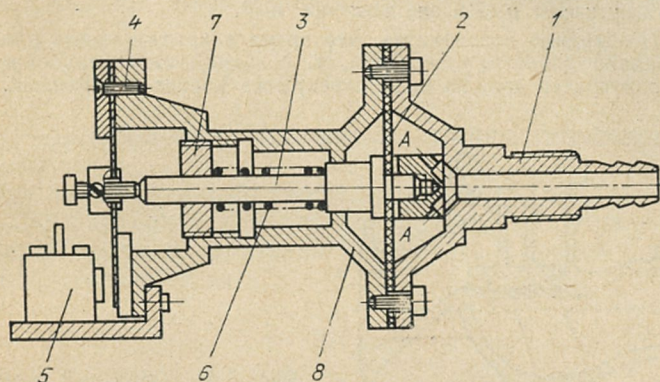


Рис. 5.40. Гидрореле:

1 — штуцер; 2 — мембрана; 3 — шток; 4 — пленка; 5 — микровыключатель; 6 — пружина; 7 — гайка; 8 — корпус.

в тракте охлаждения в месте установки штуцера. Давление в рабочей камере вызовет деформацию мембраны и перемещение жестко связанного с мембраной штока. Смещение штока передается планке и кнопке микровыключателя, включенного в электрическую схему управления поджигом ламп накачки.

При снижении давления ниже заданного уровня (поломка насоса, перегиб или разрыв шлангов и т. п.) под действием возвратной пружины мембрана, шток, планка возвращаются в исходное состояние, а микровыключатель разрывает цепь поджига. Гидрореле можно регулировать на определенное давление путем поджатия возвратной пружины 6 и гайкой 7.

Предохранительные клапаны. В жидкостных системах охлаждения, рассчитанных на работу при значительных напорах, при резком изменении режима течения хладагента (включение нагнетательных элементов, переключение ветвей тракта охлаждения) происходит увеличение давления. Это явление называется гидравлическим ударом. Увеличение давления при гидравлическом ударе может нарушить герметичность тракта охлаждения, привести к подтеканию хладагента или даже к разрыву трубопровода. Для надежной работы системы охлаждения необходимо принять следующие меры, уменьшающие действие гидравлического удара.

1. Тракт охлаждения должен быть сконструирован таким образом, чтобы по всей его длине сохранялась одинаковая пло-

пасть проходного сечения; при этом исключаются местные резкие изменения скорости течения хладагента.

2. Краны, вентили и задвижки должны перекрывать трубопроводы достаточно медленно. Время закрытия t в секундах может быть подсчитано по формуле [101]

$$t \geq \frac{2\rho_{ж}vl}{P'}, \quad (5.74)$$

где $\rho_{ж}$ — плотность жидкости, кг/м³; l — длина трубопровода, м; P' — допускаемое повышение давления н/м².

Необходимо подчеркнуть, что время закрытия прямо пропорционально длине трубопровода, т. е. чем длиннее трубопровод, тем длительнее должно быть перекрытие кранов и задвижек.

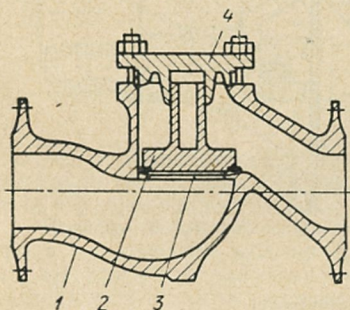


Рис. 5.41. Обратный клапан:
1 — корпус; 2 — клапан; 3 — кольцо; 4 — крышка.

3. В схему системы охлаждения вводят предохранительные редукционные клапаны, которые, открываясь при определенном давлении, не допускают его резкого повышения. Кроме предохранительных клапанов для уменьшения давления применяют диафрагменные и поршневые гасители гидравлического удара, а также воздушные колпаки [67, 101].

4. Для предотвращения развития ударной волны в потоке на напорном трубопроводе устанавливают обратные клапаны. Изображенный на рис. 5.41 обратный клапан предназначен для установки на горизонтальных трубопроводах [102]. При нормальной работе системы клапан приподнят и жидкость свободно проходит через него. При возникновении обратного давления клапан закрывается и жидкость в систему не поступает.

Выбор нагнетательного элемента. При течении хладагента всегда возникают сопротивления, препятствующие движению. Поэтому давление в канале тракта охлаждения прибора в направлении движения убывает. Полный перепад давления Δp по данному тракту при изотермическом движении равен

$$\Delta p = \sum_1^i \Delta p_{т, i} + \sum_1^k \Delta p_{м, k}, \quad (5.75)$$

где $\Delta p_{\tau,i}$ — гидравлическое сопротивление трения на i -м участке тракта, обусловленное вязкостью хладагента; $\Delta p_{m,k}$ — местные сопротивления, обусловленные вихреобразованием в местах изменения сечения канала и преодолением отдельных препятствий, например при входе, выходе, сужении, расширении, повороте и т. д.

В практических расчетах сопротивление трения в шлангах и в каналах вычисляется по формуле Дарси [52, 54]:

$$\Delta p_{\tau} = \zeta_{\tau} \frac{l}{d_g} \frac{\rho_{\text{ж}} v^2}{2}, \quad (5.76)$$

где ζ_{τ} — коэффициент сопротивления трения, безразмерная величина.

При ламинарном изотермическом движении хладагента и гладких трубах и каналах коэффициент сопротивления является функцией критерия Рейнольдса и формы поперечного сечения тракта

$$\zeta_{\tau} = \frac{K}{\text{Re}}, \quad (5.77)$$

где коэффициент K определяется конфигурацией проходного сечения, например для круга, квадрата и кольца соответственно равен 57, 64, 96 [52, 54].

При турбулентном движении для значения $\text{Re} = 3 \cdot 10^3 \div \div 10^6$ коэффициент сопротивления рассчитывают по соотношению

$$\zeta_{\tau} = \frac{0,3164}{\text{Re}_f^{0,25}}. \quad (5.78)$$

Местные сопротивления определяют по формуле

$$\Delta p_m = j \frac{\rho_{\text{ж}} v^2}{2}. \quad (5.79)$$

где j — коэффициент местного сопротивления. В справочной литературе [52] подробно изложены способы нахождения коэффициента j для большого числа случаев местного сопротивления течению жидкости (газа); этими сведениями следует прямо воспользоваться при расчете падений напора в элементах систем охлаждения ОКГ.

Определение величины гидравлического сопротивления элементов системы охлаждения и всего тракта в зависимости от расхода хладагента и конструктивных особен-

ностей каналов проводится с целью построения связи

$$\Delta p = f(Q). \quad (5.80)$$

В установившемся режиме перепад давления в системе Δp должен компенсироваться напором нагнетательного элемента (вентилятора, насоса компрессора) P , т. е. $\Delta P \leq P$. Основной задачей гидродинамического расчета системы охлаждения ОКГ является выбор такого нагнетательного элемента, который бы обеспечивал выполнение соотношения (5.80) при определенной, в результате расчетов тепловых режимов элементов ОКГ, величине расхода хладагента Q .

Напорные характеристики нагнетательных элементов обычно представляют зависимость $P = \varphi(Q)$. Каждый нагнетательный элемент имеет свою напорную характеристику, графически представляемую аналогично изображенной для примера кривой на рис. 5.42.

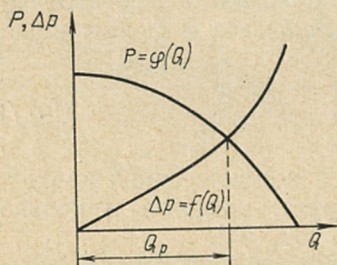


Рис. 5.42. Графическое определение рабочего расхода охлаждающей жидкости газа в трактах систем охлаждения ОКГ.

Определение взаимного соответствия напора нагнетательного элемента при заданном расходе Q_n и перепаде давления в тракте при том же расходе проводят графическим путем, т. е. путем совмещения на графике характеристик $\Delta p = f(Q)$ и $P = \varphi(Q)$. Точки пересечения характеристик определяют реальный перепад напора и расход Q_p (рабочий расход) в системе охлаждения с данным нагнетательным элементом. В идеальном случае $Q_p = Q_n$. Однако редко удастся подобрать такой нагнетательный элемент, у которого напорная характеристика пересеклась бы с расчетной в точке Q_n . Учитывая погрешности определения зависимостей $\Delta p = f(Q)$ и $P = \varphi(Q)$, оптимальным считается вариант, при котором рабочий расход больше номинального примерно на 10—15%.

Если при проектировании системы охлаждения не удастся подобрать по результатам расчета подходящий серийный нагнетательный элемент, то необходимо умень-

шить гидравлическое сопротивление системы путем увеличения диаметров канала, обращая внимание на каналы наименьшего диаметра, снижения скорости течения охлаждающей жидкости, например введением системы параллельных ветвей, или заменой продольного обтекания элементов осветительной камеры ОКГ на поперечное, устранения резких изменений сечения и крутых изгибов каналов.

При невозможности использовать в схеме известные нагнетательные элементы отправным моментом при разработке нового насоса или вентилятора может являться построенная в результате гидродинамического расчета системы охлаждения ОКГ зависимость $\Delta p = f(Q)$.

ПРИБОРЫ — ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

6.1. ЛАЗЕРЫ С НЕУПРАВЛЯЕМОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ

Лазеры на рубине. Прибор, представленный на рис. 6.1 (ГОР-0,2), работает в режиме свободной генерации и имеет следующие характеристики излучения: энергию 0,2 Дж, длительность 120 мкс, угол расхождения 40'. Циклы генерации могут повторяться не чаще одного раза в 30 с. В генераторе использован рубиновый элемент типа *P*, на торцы которого нанесены диэлектрические отражающие покрытия. Для оптической накачки рубина применен одноламповый осветитель с лампой ИФП-400 и цилиндрическим отражателем.

Конструктивно прибор выполнен в виде единого переносного блока, в корпусе которого размещены камера-осветитель с рубином и лампой и узлы питания и управления. В передней части прибора перед рубином расположена турель, поворотом которой в пучок лазера может вводиться короткофокусная линза, или маска с двумя узкими щелями для демонстрации явления дифракции. Интерференционная картина от двух щелей, наблюдаемая на экране, показана на рис. 6.2. Конструкция излучателя представлена на рис. 6.3. Рубиновый элемент 2 медным контактом 3 с помощью пружин 4 прижимается к четырем штифтам, расположенным в торцевых крышках осветителя. Такой способ крепления позволяет использовать активные элементы различных диаметров от 5,5 до 7,5 мм без дополнительной пригонки посадочных мест. Лампа 1 крепится в специальных цанговых зажимах, установленных в держателях 5. В приборе обеспечивается блокировка, благодаря которой при открывании крышки высокое напряжение сни-

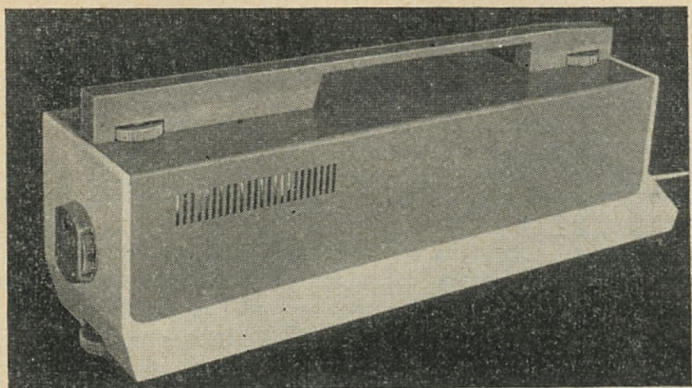


Рис. 6.1. Демонстрационный прибор ГОР-0,2.

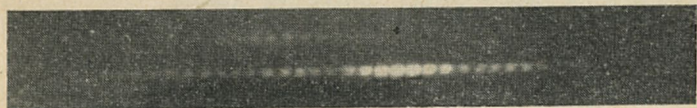


Рис. 6.2. Интерференционная картина от двух щелей.

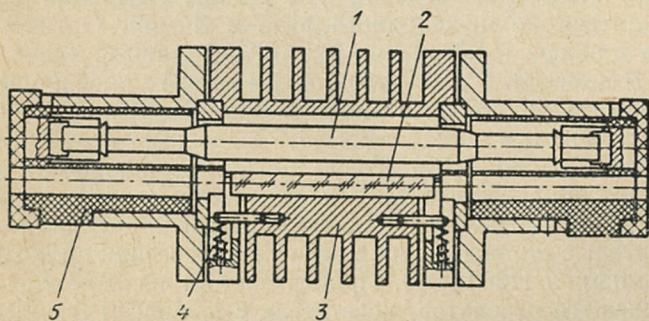


Рис. 6.3. Конструкция измерителя.

мается. Аналогичная система блокировки применена и в других моделях.

Лазер на рубине «Арзни-206», показанный на рис. 6.4, работает в режиме свободной генерации и имеет следующие характеристики излучения: энергию 2 Дж, длительность 500 мкс, угол расхождения $30'$. Наибольшая частота повторения вспышек не более 2 Гц. Рубиновый элемент устано-

влен в резонаторе, образованном двумя диэлектрическими зеркалами. Осветитель — одноламповый, цилиндрического

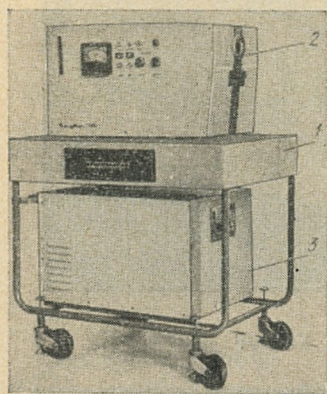


Рис. 6.4. Прибор «Арзни-206».

типа. Прибор состоит из подвижного основания 1, излучателя с блоком питания и пультом управления 2 и автономного блока водяного охлаждения 3. Система питания обеспечивает автоматическое поддержание выбранного напряжения с точностью порядка 0,5%. Синхронизация внешних устройств с излучением лазера производится импульсом положительной полярности (20 В), который подается в момент поджига лампы.

Лазер на рубине ГОР-100 (рис. 6.5) предназначен для работы в режиме свободной генерации со следующими па-

раметрами излучения: энергией 100 Дж длительностью 1 мс и углом расхождения 40'. Циклы генерации могут повторяться не чаще одного раза в 3 мин. Оптическая схема прибора показана на рис. 6.6. Активный элемент 3 типа *P* помещен в резонаторе, образованном плоско-параллельной стеклянной пластиной 1 и зеркалом с многослойным диэлектрическим покрытием 5, имеющим коэффициент отражения около 99,5%. Торец рубина, обращенный к зеркалу, ретуширован для компенсации оптической неоднородности. Для оптической накачки применен двухламповый осветитель с отражателями в виде эллиптических цилиндров 4 с лампами 2 ИФП-8000. Прибор состоит из излучателя 1, содержащего резонатор, осветитель с активным элементом и лампой, блоков накопительных конденсаторов 2 и пульта управления 3. Кроме того, в комплекте ГОР-100 имеется выверитель 4, необходимый для юстировки лазера, набор объективов и стойка с дополнительным выносным зеркалом 5. Излучатель, выверитель и стойка с выносным зеркалом могут устанавливаться на ОСК-2. Для охлаждения ламп и рубина применен вихревой холодильник.

Лазер на рубине ГОР-300 работает в режиме свободной генерации и генерирует излучение с энергией 300 Дж,

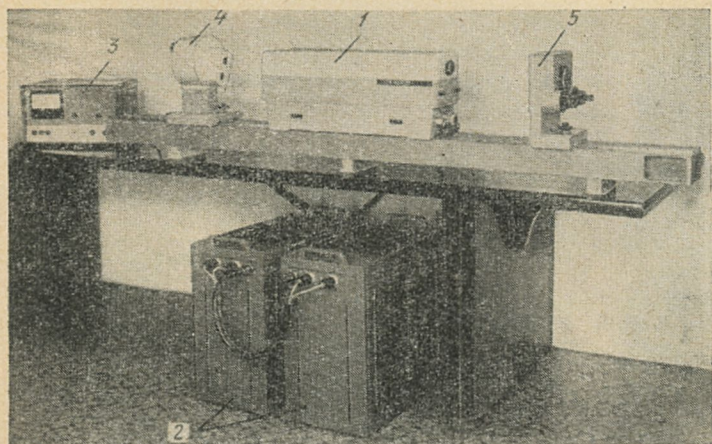


Рис. 6.5. Прибор ГОР-100.

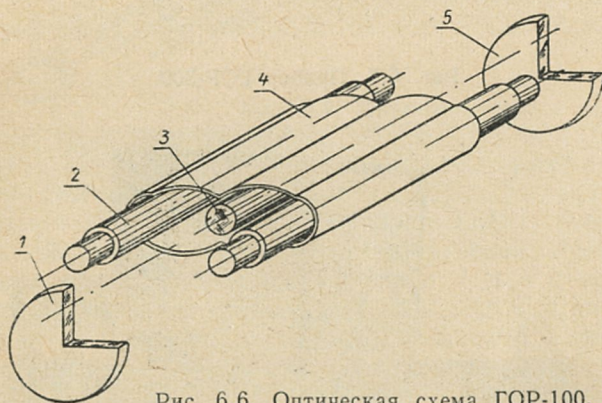


Рис. 6.6. Оптическая схема ГОР-100.

длительностью 6 мс и углом расхождения около $30'$. Интервал между вспышками не менее 3 мин. Оптическая схема прибора ГОР-300 аналогична описанной выше оптической схеме прибора ГОР-100. В качестве активного элемента применен рубин с сапфировыми наконечниками типа РЛ. Прибор состоит из двух самостоятельных блоков: излучателя 1 и блока питания с системой управления и охлаждения 2 (рис. 6.7). Для создания прямоугольной формы импульса тока при разряде конденсаторной батареи и для затягивания его по времени батарея конденсаторов К 41-И7

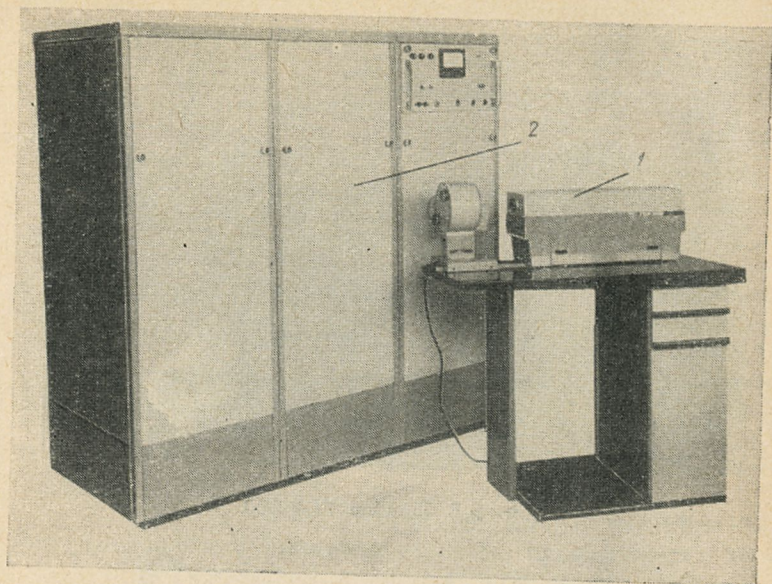


Рис. 6.7. Прибор ГОР-300.

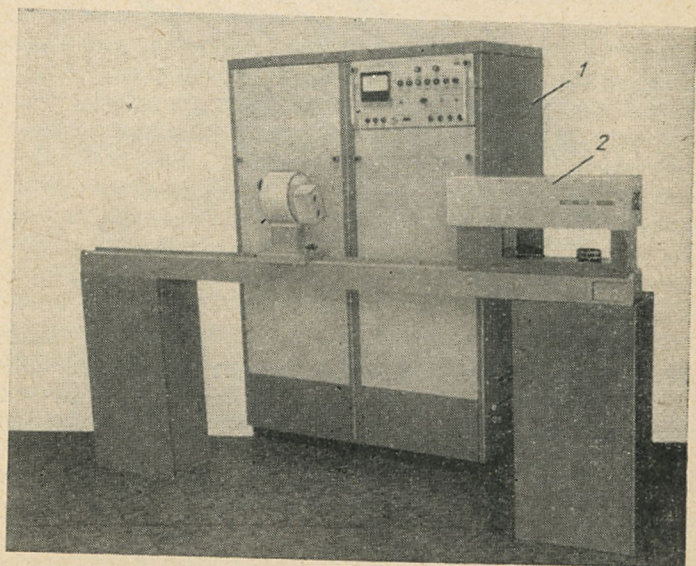


Рис. 6.8. Прибор ГОС-301.

соединена в трехзвенную длинную линию. Система термостабилизации поддерживает температуру дистиллированной воды в контуре активного тела в пределах $20 \pm 1^\circ \text{C}$. В приборе предусмотрено воздушное охлаждение ламп накачки.

Лазер на стекле, активированном неодимом, ГОС-301 (рис. 6.8), предназначен для генерации излучения с энергией 300 Дж, длительностью 800 мкс, углом расхождения $20'$.

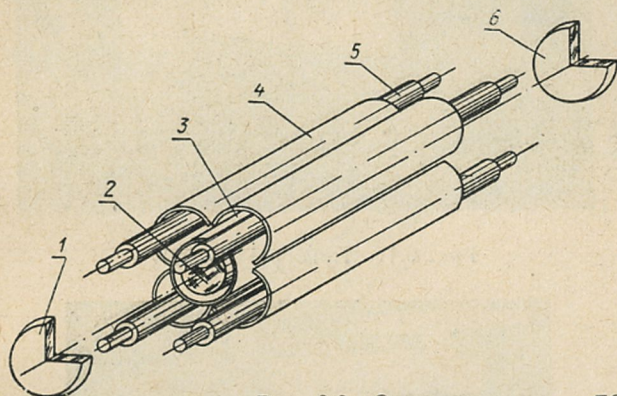


Рис. 6.9. Оптическая схема ГОС-301.

Прибор может генерировать излучение не чаще одного раза за 5 мин. Оптическая схема прибора изображена на рис. 6.9. Активное тело 2 типа ЭНЦ-90 (марки ГЛС-1) помещено в стеклянную трубку 3 и охлаждается водой. Резонатор образован диэлектрическими зеркалами 1 и 6 с коэффициентом отражения соответственно 50 и 99,5%. Для оптической накачки использован четырехламповый осветитель со стеклянными цилиндрическими отражателями 4 и лампами 5 типа ИФП-5000. Прибор состоит из двух блоков: излучателя 1 и блока питания 2, в котором размещены системы управления и охлаждения. Блок термостабилизации поддерживает температуру дистиллированной воды в диапазоне от $+17$ до $+23^\circ \text{C}$.

Лазер на стекле, активированном неодимом, ГОС-1001 (рис. 6.10), предназначен для генерации излучения с энергией 1000 Дж, длительностью около 1 мс и углом расхождения $20'$. Прибор генерирует импульсы излучения не чаще одного раза за 8 мин. Оптическая схема и конструкция ГОС-1001 аналогична прибору ГОС-301. В приборе применен активный элемент типа ЭНЦ-90 марки ГЛС-1.

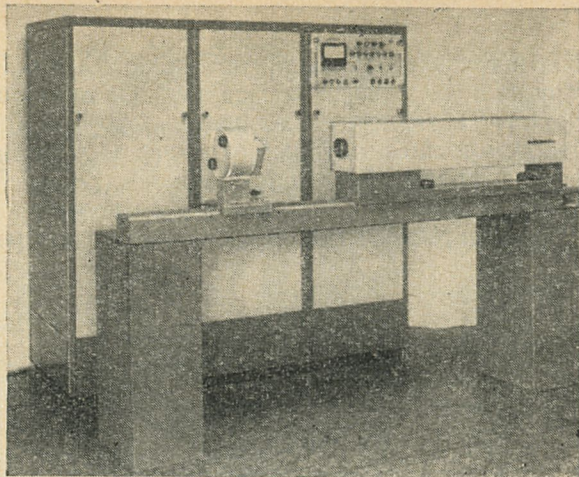


Рис. 6.10. Прибор ГСС-1001.

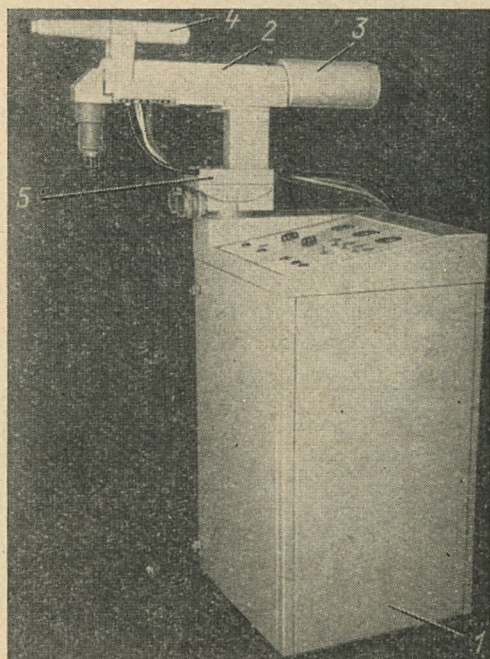


Рис. 6.11. Прибор ОГМ-20.

6.2. ЛАЗЕРЫ С УПРАВЛЯЕМОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ

Моноимпульсный лазер на рубине «Арзни-207» предназначен для генерации импульсов мощностью 4 МВт, длительностью 50 нс и углом расхождения около $30'$. Прибор может работать как в периодическом режиме с частотой 2 Гц, так и в режиме одиночных импульсов. Модуляция добротности резонатора в приборе осуществляется вращением призмы. Конструкция прибора и его компоновка аналогичны прибору «Арзни-206» на рис. 6.4.

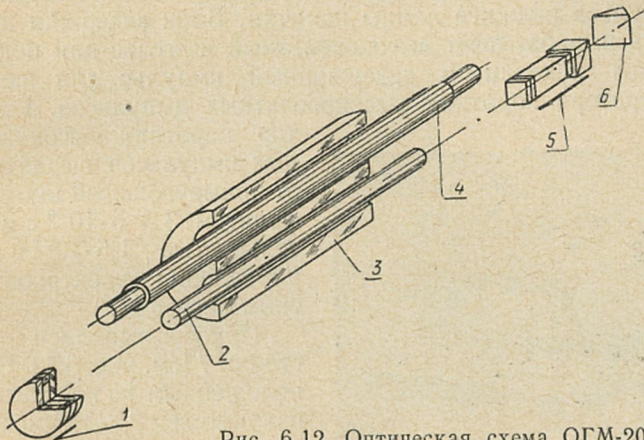


Рис. 6.12. Оптическая схема ОГМ-20.

Моноимпульсный лазер на рубине ОГМ-20 (рис. 6.11) предназначен для генерации импульсов мощностью 20 МВт, длительностью 20 нс и углом расхождения около $2'$. Прибор может работать в периодическом режиме с частотами 1 и 0,5 Гц, а также в режиме одиночных импульсов. Оптическая схема лазера показана на рис. 6.12. Активный элемент с сапфировыми наконечниками 2 типа РЛ помещен в резонаторе, образованной стеклянной стопой из двух пластин 1 и призмой-крышей 6. Между активным элементом и призмой-крышей расположен затвор 5, содержащий электрооптический кристалл КДР, призму Глана и защитные пластины. Для оптической накачки использован одноламповый осветитель 3 в виде цилиндрического кварцевого блока и импульсная лампа 4 типа ИФП-800. Прибор состоит из излучателя и блока питания и управления.

В блок питания и управления входят: пульт управления, блок задержки и поджига, блок накачки, блок генератора коротких высоковольтных импульсов. С пульта управления производится контроль и управление работой блоков прибора, подается питание на блок накачки и устанавливается необходимая энергия накачки ксеноновой лампы, а также подается питание на блок поджига и задержки, включается задающий генератор. Запускающий импульс от задающего генератора поступает на блок поджига и блок задержки, который обеспечивает задержку импульса запуска генератора коротких высоковольтных импульсов относительно импульса поджига лампы накачки. Блок задержки и поджига вырабатывает высоковольтный импульс для поджига лампы накачки и задержанный импульс для запуска генератора коротких высоковольтных импульсов. Генератор

коротких высоковольтных импульсов вырабатывает прямоугольный импульс с фронтом $3 \div 5 \cdot 10^{-9}$ с и длительностью $1,5 \cdot 10^{-7}$ с для управления электрооптическим затвором.

Прибор выполнен в виде стойки 1 (см. рис. 6.11) с расположенным на ней съемным излучателем 2. Для уменьшения угла расхождения излучаемого импульса используется десятикратная галилеевская телескопическая система 3, состоящая из двух асферических линз. Визир 4 позволяет производить наведение прибора на удаленные предметы. Столик 5 с поворотным устройством допускает вращение прибора в пределах $\pm 10^\circ$ по углу места и в пределах $\pm 40^\circ$ по азимуту. В приборе предусмотрена возможность внут-

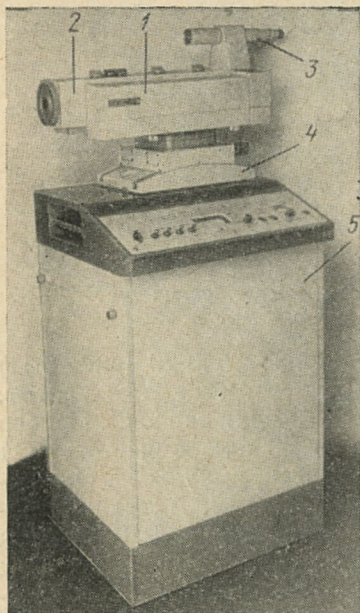


Рис. 6.13. Прибор ОГМ-40.

реннего и внешнего запуска генератора. Момент открытия электрооптического затвора может быть синхронизован

с работой внешних устройств. Активное тело и лампа-вспышка охлаждаются водой.

Моноимпульсный лазер на рубине и стекле, активированном неодимом, типа ОГМ-40 (рис. 6.13), предназначен для генерации мощных импульсов четырех различных длин волн, характеристики которых зависят от длины волны и представлены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Длина волны, нм	Мощность, МВт	Длительность, нс	Угол расхождения, мин
1060	40	15—20	1
694	40	15—20	1,5
530	8	15—20	3
347	10	15—20	5

Прибор работает в режиме одиночных импульсов с частотой повторения не выше 1 раза/мин.

Оптическая схема прибора изображена на рис. 6.14.

Рубиновый элемент 1 типа РЛ находится в резонаторе, образованном стопой из двух кварцевых пластин 6 и электрооптическим отражателем 3 из KDP. Активированное стекло 1^а типа ЭНЦ находится в резонаторе, образованном стопой 6

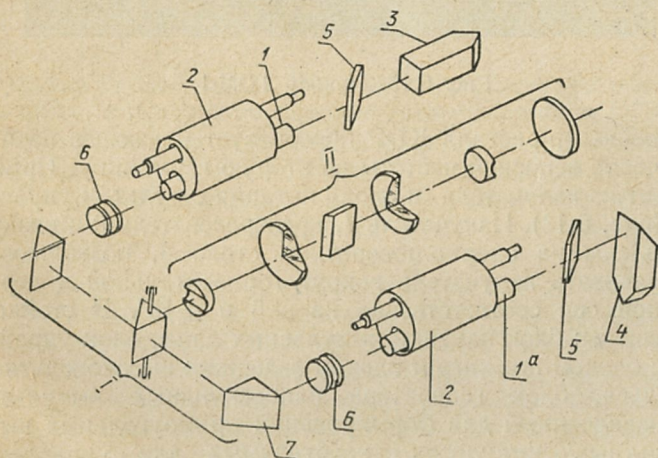


Рис. 6.14. Оптическая схема ОГМ-40.

и электрооптическим отражателем 4 из DKDP. Для оптической накачки активных элементов применен одноламповый осветитель 2 в виде цилиндрического кварцевого блока с импульсной лампой ИФП-800.

Призмный блок сведения 1 поочередно направляет излучение от активных элементов в выходной канал прибора, в котором могут устанавливаться либо преобразователи излучения II, либо телескоп. В преобразователях

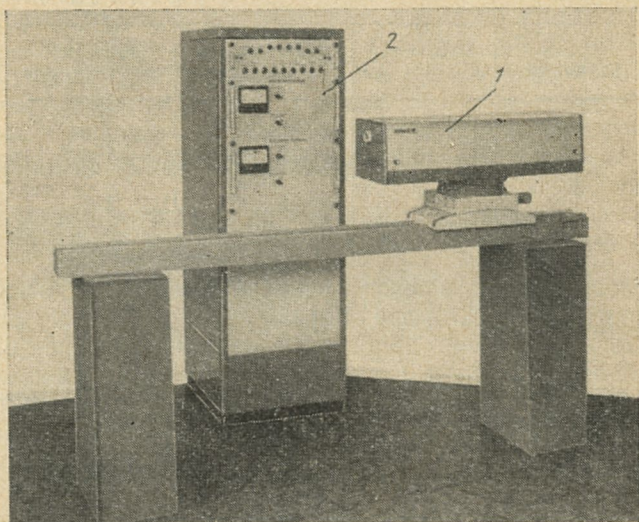


Рис. 6.15. Прибор ГОМ-1.

нелинейный кристалл KDP преобразует падающее на него излучение основной частоты во вторую гармонику. Прибор состоит из излучателя и блока питания с пультом управления (рис. 6.13). Излучатель 1, преобразователь 2 и визир 3 укреплены на опорно-поворотном столе 4, позволяющем поворачивать излучатель вокруг горизонтальной и вертикальной оси соответственно на $\pm 5^\circ$ и $\pm 15^\circ$. В стойке 5 размещены: блок накачки импульсных ламп, блок управления с блоком поджига и блоком задержки высоковольтного импульса, блок генератора наносекундных импульсов, предназначенный для формирования прямоугольных высоковольтных импульсов, необходимых для управления электрооптическими отражателями, и пульт управления.

Активные элементы и лампы охлаждаются водой от водопроводной магистрали.

Оптический квантовый генератор на рубине ГОМ-1 (рис. 6.15) предназначен для генерации мощных одночастотных импульсов излучения с энергией 0,5 Дж и длительностью 10—15 нс. Прибор работает в режиме одиночных импульсов с частотой повторения не более одного в 20 с. Прибор состоит из излучателя 1 (рис. 6.15) и блока питания

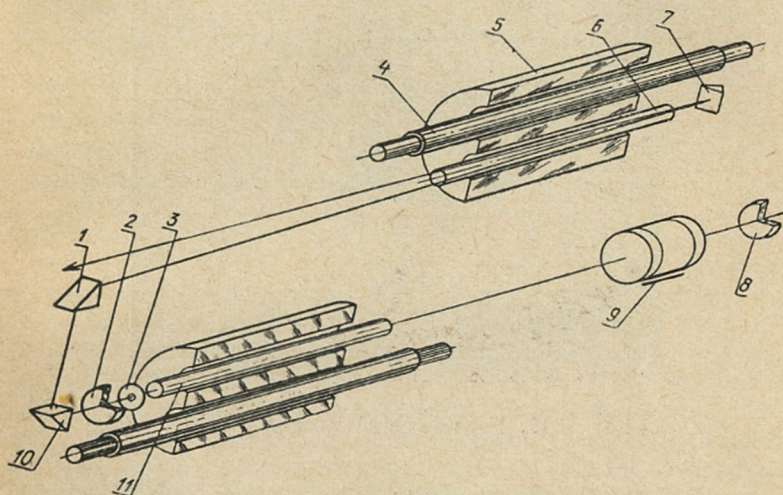


Рис. 6.16. Оптическая схема ГОМ-1.

с пультом управления 2. Излучатель укреплен на поворотном столе, аналогичном используемому в приборе ОГМ-40.

В блоке питания размещены блоки накачки задающего генератора и усилителя, система охлаждения и пульт управления. Охлаждение активных элементов и ламп производится дистиллированной водой при температуре $(18 \pm 1)^\circ \text{C}$.

Оптическая схема излучателя приведена на рис. 6.16. Излучатель состоит из задающего генератора и двухпроходного усилителя. Резонатор задающего генератора образован полностью отражающим выпуклым зеркалом 8 с радиусом кривизны $R_1 = 3$ м и плоско-выпуклой линзой 2 с отражающим покрытием, нанесенным на плоскую поверхность, обращенную к призме 10. В резонаторе имеется диафрагма, предназначенная для селекции поперечных

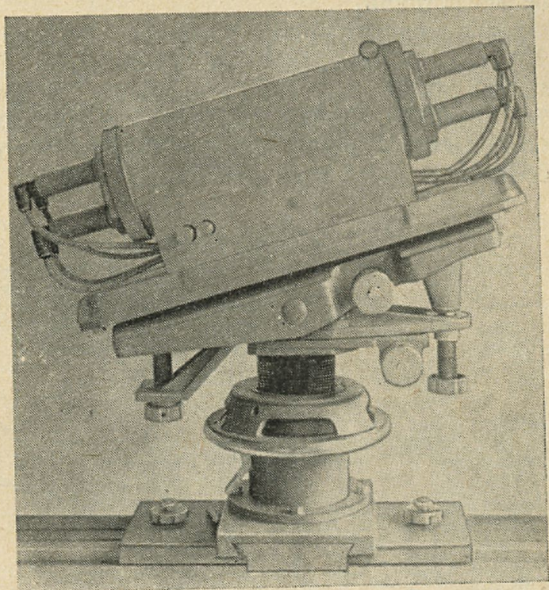


Рис. 6.17. Усилительный каскад ГУС-1.

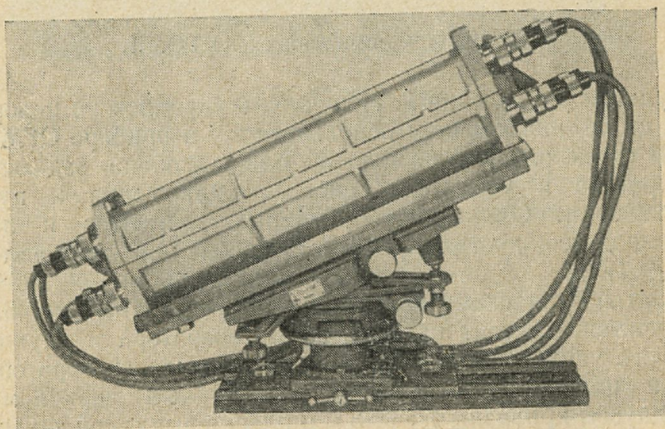


Рис. 6.18. Усилительный каскад ГОС-1000Б.

мод. Радиус кривизны эквивалентного вогнутого зеркала R_2 равен 0,5 м, а коэффициент отражения 20%. Модуляция добротности резонатора осуществляется фототропным светозатвором, в качестве которого использован раствор фталоцианина ванадила в хлорбензоле. Начальное пропускание кюветы с раствором 9 равно 25%. Расстояние между зеркалами $L = 1,3 R_2$.

Призмы 1, 10 обеспечивают поворот луча задающего генератора в усилитель. Усилитель состоит из рубинового стержня 6, помещенного в кварцевую осветительную камеру 5 с импульсной лампой 4, и призмой-крышей 7, обеспечивающей возвращение в рубиновый стержень и выведение излучения под углом $\sim 1^\circ$ ко входному. Для оптической накачки применены одноламповые цилиндрические осветители с лампой ИФП-1200.

Усилительный каскад ГУС-1 представлен на рис. 6.17. Активный элемент типа ЭНЦ-Б марки ГЛС-1 диаметром 20 мм и длиной 306 мм помещен в четырехламповом осветителе с цилиндрическими отражателями и лампами ИФП-8000.

Предусмотрена возможность охлаждения активного тела и импульсных ламп. Осветительная камера с активным элементом и лампами закреплена на юстировочном столе, который может устанавливаться на оптическую скамью ОСК-2. Юстировочный стол допускает повороты в вертикальной и горизонтальной плоскостях в пределах 10° , повороты вокруг оси активного элемента в пределах 10° , перемещения по вертикали и горизонтали (поперек направляющей станины ОСК-2) до 60 мм и установку под углом к горизонтали до 30° . Пределы регулировки при установке в горизонтальном положении $\pm 3^\circ$.

Усилительный каскад ГОС-1000Б представлен на рис. 6.18. В приборе применен активный элемент из стекла, активированного неодимом марки ГЛС-1 типа ЭНЦ-Б, диаметром 45 мм и длиной 740 мм. Для оптической накачки применен четырехламповый осветитель с эллиптическими отражателями и лампами ИФП-20000. Предусмотрена возможность охлаждения активного тела. Усилительный каскад устанавливается на юстировочном столе, который допускает повороты и перемещения в тех же пределах, что и стол у прибора ГУС-1.

ЛИТЕРАТУРА

К главе 1

1. Быховская Л. Н., Гуревич И. М., Конова С. В. Нейман И. С., Чарная Ф. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 1, стр. 12.
2. Мак А. А., Ананьев Ю. А., Ермаков Б. А. УФН 1967, т. 92, вып. 3, стр. 371.
3. Nelson D. F., Boyle W. S. Appl. Optics, 1962, v. 1, № 2, p. 181.
4. Kesk R. H., Redmann J. J., White C. E., Bowen D. E. Appl. Optics, 1963, v. 2, № 8, p. 833.
5. Камире К., Кано Т., Мацудзава Н. ТИИЭР, 1967, т. 55, № 9, стр. 101.
6. Kamirio K., Kano T., Matsuzawa H. Japan J. Appl. Phys. 1966, v. 5, № 12, p. 1217.
Hamal Karel, Czechoslovak Journal of Phys. 1968, v. 18, № 3, p. 419.
7. Fan G. F., Smoyer G. B., Nunnez J. Appl. Optics, 1964, v. 3, № 11, p. 1277.
8. Крылов К. И. и др. «Известия вузов», Приборостроение, 1967, № 4, стр. 9.
9. Тер-Погосян А. С., Ланцман А. Д. «Известия вузов», Приборостроение, 1967, т. 10, № 12, стр. 76.
10. Митрофанов А. С., Тер-Погосян А. С. Изд. ЛИТМО, 1968, вып. 65, стр. 62—65.
11. Калинин Ю. А., Мак А. А. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 2, стр. 61.
12. Цикунов В. Н. «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, № 4, стр. 684.
13. Ананьев Ю. А., Бужинский И. М. Ванюков М. П., Дауэнгауэр Э. Ф., Шорохов О. А. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 9, стр. 26.
14. Кирсанов В. П., Трошкин С. В. «Светотехника», 1967, № 1, стр. 12.
15. Калинин Ю. А. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 1, стр. 3.
16. Church C. H., Lesnick J. P. J. Quantum Electronics, 1966, v. 2, № 1, p. 16.
17. Хазов Л. Д., Шестов А. Н., Тихомирова Г. П. ЖТФ, 1968, т. 38, № 8, стр. 1362.
18. Дианов Е. М., Прохоров А. М. ДАН СССР 1970, т. 192, № 3, стр. 531.
19. Калинин Ю. А. Мак А. А., Степанов А. И. ЖТФ, 1968, т. 38, № 8, стр. 1108.
20. Swain J. E., Kidder R. E., Pettiriese K., Rainer F., Baird E. D. Loth B. J. of Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 3973.

21. Патент США № 3, 423. 693.
22. Emmet J. L., Schawlow A. L. J. of Appl. Phys., 1964, v. 35, № 9, p. 2601.
23. Любавский Ю. В. Авторское свидетельство № 251696. Бюллетень изобретений, 1969, № 28, стр. 46.
24. Патент США № 3.521.178
25. Методы расчета оптических квантовых генераторов, т. 11, под ред. акад. АН БССР Б. И. Степанова. Изд-во «Наука и техника», 1968.
26. Ананьев Ю. А. «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 2, стр. 135.
27. Bowness C. Appl. Optics, 1965, v. 4, № 1, p. 103.
28. Хазов Л. Д. «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 6, стр. 7.
29. Devlin G. E., Кенна J. Mc., May L. D., Schawlow A. L. Appl. Opt., 1962, v. 1, № 1, p. 11.
30. Tomiyasu K. Appl. Opt., 1967, v. 6, № 9, p. 1578.
31. Летохов В. С., Сучков А. Ф. ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 4, стр. 1148.
32. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Зуев В. С., Крюков П. Г., Летохов В. С., Шатберашвили О. Б. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 2, стр. 406.
33. Tomiyasu K. Proc. IRE, 1962, v. 50, p. 2488.
34. Ананьев Ю. А., Королев Е. А. «Оптика и спектроскопия» 1964, т. 16, стр. 702.
35. Гревцов Н. В., Куцый А. А., Морозов Ю. Ф. и др. В сб. «Обмен опытом в электронной промышленности», 1968, вып. 8, стр. 23.
36. Гардашьян В. М., Либин Ю. В. Лебединская З. Т. и др. В сб. «Квантовая электроника», под ред. акад. Н. Г. Басова, 1971, № 3, стр. 113.
37. Каминский А. А., Осико В. В. «Неорганические материалы», 1970, т. VI, № 4, стр. 29; 1967, т. III, № 3, стр. 417.
38. Грум-Гржимайло С. В., Уткина Е. И. Труды института кристаллографии АН СССР, 1953, вып. 8, стр. 99.
39. Ducker, J. W., Kellington C. M., Katzmann M., Atwood J. G. Appl. Optics, 1965, v. 4, p. 109.
40. Акуленок Е. М., Багдасаров Х. С., Папков В. С., Хаимов-Мальков В. Я. «Кристаллография», 1967, т. 12, № 2, стр. 286.
41. Nishida K. Jарап. J. Appl. Phys., 1966, v. 5, p. 727.
42. Королев Б. А., Бондарчук В. А., Тихонова Н. П. «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 3, стр. 9.
43. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. ФТТ, 1968, т. 10, № 9, стр. 2738.
44. Danileiko Y. K., Khaimov-Malkov V. Ja, Prokhorov A. M. IEEE J. Quant. Electronics, 1969, v. 5, № 2, p. 87.
45. Jerresen M. A. J. Opt. Soc. Amer., 1958, v. 48, p. 629.
46. В сб. «Методы и приборы для контроля качества кристаллов рубина», под ред. С. У. Грум-Гржимайло, М. В. Классен-Неклюдова. Изд-во «Наука», 1968.

47. Свенцицкая Н. А., Хазов Л. Д. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 4, № 4, стр. 345.
48. Ром-Кричевская И. А., Ратнер А. М., Мещеряков А. В. «Оптика и спектроскопия», 1965, т. 19, № 2, стр. 264.
49. Пилипович В. А., Моргун Ю. Ф. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 5, стр. 760.
50. Бойко Б. Б., Андреев В. А., Матюшков В. Е. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 10, № 5, стр. 744.
51. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 1, стр. 33.
52. Ферсман И. А., Хазов Л. Д. ЖТФ, 1968, т. 40, № 5, стр. 1081.
53. Хазов Л. Д., Шестов А. Н., Тихомиров Г. Я. ЖЭТФ, 1968, т. 38, № 8, стр. 1362.
54. Свириденков Э. А., ФТТ, 1967, т. 9, № 8, стр. 2442.
55. Snitzer E. Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 1487.
56. Керстес И., Кононков Е. А., Крюков П. Г. и др. ЖЭТФ, 1970, т. 59, № 4, стр. 1115.
57. Лифшиц Б. Л., Цикунов В. Н. ДАН СССР, 1965, т. 163, стр. 870.
58. Сенатский Ю. В. «Создание и исследование мощного лазера на неодимовом стекле для высокотемпературного нагрева плазмы». Автореферат диссертации. ФИАН СССР, 1970.
59. Бужинский И. М., Мамонов С. К. Журнал прикладной спектроскопии, 1968, т. 8, № 5, стр. 731.
60. Маршак И. С. Импульсные источники света. Госэнергоиздат, 1963.
61. Волынкин В. М., Мак А. А., Михайлов Ю. Н. и др. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 3, стр. 65. Волынкин В. М., Михайлов Ю. Н., Погодаев А. К. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971, № 3, стр. 117.
62. Бужинский И. М., Емельянова Н. И., Корягина Е. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 12, № 6, стр. 1007.
63. Martinelly I. J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 1939.
64. Ферсман И. А., Хазов Л. Д. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971, № 2, стр. 31.
65. Avizonis P. V., Farrington T. Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, p. 205.
66. Басов Н. Г., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. ЖЭТФ, 1969, т. 57, № 4, стр. 1175.
67. Басов Н. Г., Зуев В. С., Крюков П. Г. и др. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 3, стр. 767.
68. Шатилов А. В., Жулай В. Я., Смирнов Е. М. «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 5, стр. 22.
69. Зверев Г. М., Малдутис Э. К., Пашков В. Н. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, стр. 108. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, стр. 177.
70. Geusic J. E., Levinstein H. J., Singh S., Smith R. G., Uitert L. G., Van Appl. Phys. Letters, 1968, v. 12, № 9, p. 306.

71. Woodbury E. J. IEEE J. Quantum Electronics, 1967, v. 3, № 11, p. 509.
72. Electronics, 1969, v. 42, № 9, p. 133.
73. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. Изд-во «Советское радио», 1967.
74. Electronics, 1969, v. 42, № 9, p. 139.
75. Brissot J. J., Raupaud H. J. Phys., 1964, v. 25, № 11, p. 199.
76. Зубов В. А. Приборы и техника эксперимента, 1967, № 3, стр. 205.
77. Бужинский И. М., Хомякова Ф. Т., Даниленко О. П. Журнал прикладной спектроскопии, 1962, т. 6, № 1, стр. 120.
78. Фурман Ш. А., Фоменко П. Н., Скородумов В. Н., Кацнельсон Л. Б. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 3, стр. 36.
79. Hefft K., Kern R., Nöldeke G., Steudel Appl. Phys., 1963, v. 175, № 4, p. 391.
80. Андриященко В. В., Лисица М. П. «Квантовая электроника». Изд-во «Наукова думка» вып. 2, Киев, 1967. стр. 333—355.
81. Лифшиц Б. Л., Назаров В. П., Сидоренко Л. К., Цикунов В. Н. Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 1, стр. 23.
82. Кузнецов А. Я., Поплавский А. А., Бонч-Бруевич А. М. и др. ЖТФ, 1970, т. 40, № 1, стр. 170.
83. Крамаренко Н. Л., Набойкин Ю. В., Полупанов Ю. А. «Квантовая электроника», вып. 3. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1969.
84. Ратнер А. М., Соловьев В. С., Тиунова Т. И. «Квантовая электроника», вып. 3. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1969.
85. Born N., Wolf E. Principles of Optics (Pergamon Press, London), 1965.
86. Mahlein H. F., Schollmeier G. Appl. Optics, 1969, v. 8, № 6, p. 1197.
87. Никонова Е. И., Павловская Е. Н., Старцев Г. П. «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 22, № 6, стр. 984.
88. Мак А. А., Малинин Б. Г., Степанов А. И., Фромзель В. А., Перлов Д. И. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 8, стр. 7.
89. Морозова Н. Г., Старцев Г. П., Травина В. Г., Травин В. Г. «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 10, стр. 38.
90. Мещеряков А. В. Спектроскопия. Методы и приложения. Труды IV Сибирского совещания по спектроскопии, 1965. Изд-во «Наука», 1969, стр. 336—337.
91. Mcgeoch M. Opto-Electronics, 1970, v. 2, p. 85.
92. Farcas G. Optics and Laser Technology, 1970, v. 2, N 4, p. 204.
93. Прохоров А. М. ЖЭТФ, 1958, т. 34, стр. 1658.
Schawlow A. L., Tawnes C. H. Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 1940.

- D i c k e R. H. U. S. Patent 2.851.652, Sept. 9, 1958.
94. «Лазеры». В сб. под ред. М. Е. Жаботинского, Т. А. Шмаонова. Изд-во иностранной литературы, 1963, стр. 325. (F o x L. G., L i T. Bell Syst. Techn. J., 1961, v. 40, № 2, p. 453—488).
 95. В а й н ш т е й н Л. А. Открытые резонаторы и волноводы. Изд-во «Советское радио», 1966.
 96. Б и р н б а у м Д. Ж. Оптические квантовые генераторы. Изд-во «Советское радио», 1967.
 97. Р а т н е р А. М. Спектральные, пространственные и временные характеристики лазера. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1968.
 98. K o g e l n i k H., L i T. Proc. IEEE, 1966, v. 54, p. 1312.
 99. L i T. Bell Syst. Techn. J., 1965, v. 44, p. 917.
 100. М и к а э л я н А. Л., Т у р к о в Ю. Г., С а в е л ь е в В. Г. Письма ЖЭТФ, 1967, № 6, стр. 675.
 101. S i e g m a n A. E. Proc. IEEE, 1965, v. 53, p. 277.
 102. S i e g m a n A. E. Arrathon R. IEEE J. Quantum Electronics, 1967, v. 3, p. 156.
 103. S i e g m a n A. E., M i l l e r H. J., Appl. Optics, 1970, v. 9, p. 2729.
 104. А н а н ь е в Ю. А., С в е н ц и ц к а я Н. А., Ш е р с т о б и т о в В. Е. ЖЭТФ, 1968, т. 56, стр. 131.
 105. А н а н ь е в Ю. А. УФН, 1971 т. 103, стр. 1.
 106. Л и ф ш и ц Б. Л. УФН, 1969, т. 98, № 2, стр. 393.
 107. Q u e l l e W. Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 633.
 108. S n i t z e r Proc. IEEE, 1966, v. 54, p. 1249.
 109. А н а н ь е в Ю. А., М а к А. А. «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, стр. 1065.
 110. S c h m i d t U. I. J. Appl. Phys. 1964, v. 35, p. 259.
 111. В е д у т а А. П., Л е о н т о в и ч А. М., С м о р ч к о в В. Н. ЖЭТФ, 1965, т. 48, стр. 87.
 112. В а н ю к о в М. П., И с а е н к о В. И., Л у н з о в а Л. А., Ш о р о х о в О. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1965, т. 2, стр. 295.
 113. T o w n s e n d R. I., S t i c k l e y, C. M., M a l o A. D. Appl. Phys. Letters, 1965, v. 7, p. 94.
 114. S i m s S. D., S t e i n A., R o t h C. Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 621.
 115. B a y e r E., S c h a c k G. Zs. Naturforsch, 1966, b. 21a, s. 643.
 116. W e l l i n g H., B i c h a r t C. I. J. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56, p. 611.
 117. А н а н ь е в Ю. А., К о з л о в Н. А., М а к А. А., С т е п а н о в А. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, стр. 51.
 118. S a b e r a s A. V., K o m a i L. G., I r e a t R. P., Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 647.
 119. B a l d w i n G. D., R i e d e l E. P., J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 2726.
 120. Г р и ш м а н о в а Н. И., С в е н ц и ц к а я Н. А., Х а з о в Л. Д. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, стр. 340.
 121. В е д у т а А. П., Л е о н т о в и ч А. М., М а т ю ш и н Г. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1968, т. 8, стр. 238.

122. Ананьев Ю. А., Гришманова Н. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 12, стр. 668.
123. White D., Gregg D. Appl Optics, 1965, v. 4, p. 1034.
124. Roess D., J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 3587.
125. Лифшиц Б. Л., Цикунов В. Н. ЖЭТФ, 1965, т. 49, стр. 1843.
126. Skinner I. G. Appl. Optics, 1964, v. 3, p. 963.
127. Li T., Skinner I. G. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 2595.
128. Ананьев Ю. А., ЖТФ, 1967, т. 37, стр. 139.
129. Mc Allister G. L., Mann M. M., De Shazer, L. G. IEEE J. of Quantum Electronics, 1970, v. 6, p. 44.
130. Tang C. L., Statz H., De Mars G. J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2289.
131. Collins S. A., White G. R. Appl. Optics, 1963, v. 2, p. 448.
132. Hercher M. Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, p. 39.
133. Анциферов В. В., Кривошеков Г. В., Фоллин К. Г. «Известия вузов», Радиофизика, 1967, т. 10, № 6, стр. 879.
134. Snitzer E. Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 121.
135. Rigrod W. W. IEEE J. Quantum Electronics, 1970, v. 6, p. 9.
136. Генкин Р. О., Исянова Е. Д., Маругин А. М., Овчинников В. М. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 12, стр. 227.
137. Tang C. L., Statz H., De Mars G. A., Willson D. T. Phys. Rev., 1964, v. 136 A, p. 1.
138. Bjorkholm J. E., Stolen R. H. J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 4043.
139. Маругин А. М., Овчинников В. М. В сб. «Квантовая электроника» под ред. Н. Г. Басова. Изд-во «Советское радио», 1972, № 4.
140. Baker J. A., Peters C. W. Appl. Optics, 1962, v. 1, p. 674.
141. Hagen W. F. J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 511.
142. Stein A. Appl. Optics, 1967, v. 6, p. 2193.
143. Evtuhov U., Neeland J. K. Appl. Optics, 1962, v. 1, p. 517.
144. Giordmaine J. A., Kaiser W. J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 3446.
145. De Shazer L. J., Maunder E. A. Appl. Optics, 1967, v. 6, p. 431.
146. Бойко Б. Б., Петров И. С., Валявко В. В., Вашкевич И. М. «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 22, стр. 119.
147. Evtuhov V., Neeland J. K. IEEE J. Quantum Electronics, 1965, v. 1, p. 7.
148. Мак А. А., Малинин Б. Г., Степанов А. И. и др. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 8.
149. Балашов И. Ф., Благовещенский В. В., Довгер Л. С. и др. ЖТФ, 1970, т. 40, p. 1428.
150. Ананьев Ю. А., Свенцицкая Н. С., Шерстобитов В. Е. ЖТФ, 1969, т. 39, стр. 1385.

151. Басов Н. Г., Зуев В. С., Крюков П. Г. ЖЭТФ, 1962, т. 43, № 1, стр. 353.
152. Collins R. I., Kisluk P., J. Appl. Phys., 1962, v. 33, № 6, p. 2009.
153. Court F. K., Von Willisen, Appl. Optics 1964, v. 3, p. 719.
154. Buchman W., Koescher W., Rice D. IEEE Quantum Electronics, 1970, v. 6, № 11, p. 747.
155. «Теория и конструкция балансировочных машин», под ред. В. А. Щепетильникова. Машгиз, 1963.
156. «Применение лазеров в военном деле». Сб. переводных статей. Воен. издат. МО СССР, 1966, стр. 47.
157. Балашов И. Ф., Березин Б. Г., Ермаков Б. А., Конышев В. В. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 3, стр. 354.
158. Chesler R. B., Geusis J. E., Kagg M. A. IEEE J. Quantum Electronics, 1969, v. 5, № 6, p. 345.
159. Chesler R. B., Kagg M. A., Geusis J. E. Proc. IEEE, 1970, v. 58, n. 12, pp. 27.
160. Deutsch I. Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, p. 80.
161. Крюков О. Н., Летохов В. С. УФН, 1969, т. 99, № 2, стр. 169.
162. Теренин А. Н. Фотоника молекул. Изд-во «Наука», 1967.
163. Гуринович Г. П., Севченко А. Н., Соловьев К. Н. УФН, т. 79, вып. 2, стр. 173.
164. Гуринович Г. П., Севченко А. Н., Соловьев К. Н. Спектроскопия хлорофила и родственных соединений. «Наука и техника», Минск, 1968.
165. Шарлай С. Ф. Исследование процессов в квантовом генераторе с пассивной модуляцией добротности. Автореферат диссертации, ЛИТМО, 1968.
166. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. УФН, 1967, т. 93, вып. 1, стр. 19.
167. Maier M., Kaiser W., Phys. Letters, 1966, v. 21, № 5, p. 529.
168. Blombergen N., Lallemand P., Pine A. IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. 2, № 8, p. 246.
169. Авдеева В. И., Альперович М. А., Ванюков М. П. и др. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971, № 2, стр. 69.
170. Коган Б. Я., Чуркин В. Л. «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, № 3, стр. 530.
171. Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Коваль П. Н., Геец В. И. Оптика и спектроскопия, 1967, т. 23, вып. 6, стр. 981.
172. Smith W. V., Sorokin P. P., Laser, McGraw-Hill, New York, 1966.
173. Овчинников В. М., Харциев В. Е. ЖЭТФ, 1965, т. 49, стр. 315.
174. Харциев В. Е. Оптика и спектроскопия, 1966, т. 20, № 3, стр. 514.
175. Зуев В. С., Щеглов В. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 5, стр. 604.
176. Овчинников В. М., Харциев В. Е. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 4, стр. 509.

177. Степанов Б. И., Лашицкая Р. К. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 5, стр. 595.
178. Харциев В. Е., Стаселько Д. Н., Овчинников В. М. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 6, стр. 1457.
179. Харциев В. Е., Physica, 1967, v. 3, № 3, p. 143.
180. Masomberg J. D. J. Appl. Phys., 1967, v. 38, № 9, p. 3525.
Selden A. C., Brit. J. Appl. Phys., 1967, v. 18, № 6, p. 743.
181. Лоуэр С., Эль-Сайед М. УФН, 1968, т. 94, стр. 289.
182. Ермолаев В. Л. УФН, 1968, № 80, стр. 3.
183. Летохов В. С. ЖТФ, 1968, т. 55, № 9, стр. 11.
184. West C. D. U. S. A. Patent 2788710, 1957.
185. Kerr J. Phyl. Mag., 1875, v. 4, p. 337.
186. Най Дж. Физические свойства кристаллов. Изд-во «Мир», 1967.
187. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. Изд-во «Наука», 1968.
188. Катус Г. П., Кравцов Н. В., Чирков Л. Е., Коновалов С. М. Модуляция и отклонение оптического излучения. Изд-во «Наука», 1967.
189. Мустель Е. А., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. Изд-во «Наука», 1970.
190. Кэди У. Пьезоэлектричество и его практические применения. Изд-во иностранной литературы, 1949.
191. Рез И. С. УФН, 1967, т. 93, вып. 4, стр. 633.
192. Sterhanu J. F. Josa. 1965. v 55, № 2, p. 136.
193. Маругин А. М., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 2, стр. 79.
194. Kamimow Appl. Optics, 1964, v. 3, № 4, p. 511.
195. Davies M. B., Sarkies P. H., Wright J. K. IEEE J. Quantum Electronics, 1968, v. 4, № 9, p. 533.
196. Кулевский Л. А., Прохоров А. М., Смирнов В. В. ЖЭТФ, 1968, т. 54, стр. 8.
197. Statz H., De Mars G. A., Wilson P. T. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, № 5, p. 1510.
198. Thomas C. H., Price E. V. IEEE J. Quantum Electronics 1966, v. 2, № 9, p. 617.
199. Дитчберн Р. Физическая оптика. Изд-во «Наука», 1965.
200. Шерклиф У. Поляризованный свет. Изд-во «Мир», 1965.
201. Archard J. E., Taylor A. M. J. Sci. Instr., 1948, v. 25, p. 407.
202. Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М., Соломатникова Т. М. «Электрооптический затвор-отражатель для модуляции добротности резонатора ОКГ с поляризованным излучением». Авторское свидетельство № 257066 Бюллетень изобретений 1969 № 35.
203. Гостев В. И., Груздев В. В., Лавров В. И., Шамбуров В. А. Оптико-механическая промышленность, 1970, № 5, стр. 30.
204. Жарков А. П., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 3, стр. 5.
205. Шубников А. В. Оптическая кристаллография. Изд-во АН СССР, 1950.

206. Жарков А. П., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 9, стр. 30.
207. Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М., Соломатникова Т. М. «Электрооптический затвор-отражатель для модуляции добротности резонатора ОКГ». Авторское свидетельство № 273023 по заявке № 1218194/26—25 от 7.02.68.
208. Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М., Соломатникова Г. М. «Оптический квантовый генератор». Авторское свидетельство № 270920 по заявке 1190254/26—25 от 16.02.68.
209. Исянова Е. Д., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. Оптико-механическая промышленность, 1970, № 2, стр. 80.
210. Вишневский В. Н., Стефанский И. В. Оптика и спектроскопия, 1966, т. XX, стр. 357.
211. Белостоцкий Б. Р., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. Журнал прикладной спектроскопии 1969, т. XI, № 2, стр. 257.
212. Masters J. I., J. Sci. Instr., 1963, v. 34, p. 362.
213. Masters, J. I., Murray E. M. E., Proc. IEEE, 1965, v. 53, p. 73.
214. Калинин Ю. А., Степанов А. И. Оптико-механическая промышленность, 1968, № 7, стр. 59.
215. «Взрывающиеся проволоочки». В сб. под ред. А. А. Рухадзе. Изд-во иностранной литературы, 1963.
216. «Электрический взрыв проводников». Сб. статей. Изд-во «Мир», 1965.
217. Кульгавчук В. М., Новоскольцева Г. А., ЖТФ, 1966, т. XXXVI, вып. 3, стр. 549.
218. Протопопов Н. А., Кульгавчук В. М. ЖТФ, 1961, т. XXXI, вып. 5, стр. 557.
219. Петросян В. И., Датман Э. И., ЖТФ, 1969, т. XXXIX, вып. 11, стр. 2084.
220. Горланов А. В., Любимов В. В., Петров В. Ф., ПТЭ, 1969, № 6, стр. 176.
221. Geusik J. E., Scovill H. E. D. Bell System Techn. J., July 1962, v. 41, p. 1371.
222. De Shazer L. G., Maunders E. A. Rev. Sci. Instrum. 1967, v. 38, № 2, p. 248.
223. Bird G. R., Shurcliff W. A., J. Opt. Soc. Am., 1959, v. 49, p. 235.
224. Fong P. K. Rev. Sci. Instrum. 1970, v. 41, № 10, p. 1434.
225. Robinson C. C., Appl. Optics, 1964, v. 3, p. 1163.
226. Padula C. F., Young C. G., IEEE J. Quantum Electronics, 1967, v. QE-3, p. 493.
227. Watts J. K. Appl. Optics, 1968, v. 7, № 8, p. 1621.
228. Любимов В. В., Ферсман И. А., Хазов Л. Д. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971, вып. 2, стр. 119.
229. Бойко Б. Б., Петров Н. С., Валявко В. В., Вашкевич И. М. «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 22, № 1, стр. 119.

230. Ритус А. И., Маненков А. А. Письма в ЖЭТФ, т. 6, № 11, стр. 927, 1967.
231. Cullom J. H., Wapnant R. W. Appl. Optics, v 3, № 8, p. 989, 1964.
232. Martinelli J. A., J. Appl. Phys., v. 37, № 4, p. 1939, 1966.
233. Феофилов П. П. «Известия АН СССР», 1962, т. 26, стр. 435.
234. Герлих П., Каррас Х., Кетитц Г., Леман Р. Спектроскопические свойства активированных лазерных кристаллов. Изд-во «Наука», 1966.

К главе 2

1. Прохоров А. М. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 6, стр. 1073.
2. Agneschi F. T., Potenza G., Sopa A. Nuovo Cimento, 1964, v. 34, № 6, p. 1458.
3. «Методы расчета оптических квантовых генераторов», т. II, под ред. Б. И. Степанова. «Наука и техника» 1968.
4. Misso D. V., Sieber K. N. Alta Frequenza, 1965, v. 34, № 5, p. 323.
5. Беспалов В. И., Фрейдман Г. И. «Известия вузов», Радиофизика, 1966, т. 9, № 3, стр. 513.
6. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. Изд-во «Советское радио», 1967.
7. Пилипович В. А., Моргун Ю. Ф. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 5, стр. 760.
8. Байбородин Ю. В., Гаража С. А., Кравченко В. И., Спичава Н. И. Украинский физический журнал, 1965, т. 10, № 8, стр. 919.
9. Басов Н. Г., Зуев В. С., Сенатский Ю. В. ЖЭТФ, 1965, т. 48, № 6, стр. 1562.
10. Daly R. T., Sims S. D. Appl. Optics, 1964, v. 3, № 9, p. 1063.
11. Любимов В. В., Нилов Е. В. «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 7, стр. 32.
12. Балашов И. Ф., Березин Б. Г., Ермаков Б. А., Конышев В. В. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 3, стр. 354.
13. Ищенко В. Н., Старинский В. Н. «Известия вузов», Радиофизика, 1967, т. 10, № 8, стр. 1189.
14. Gates J. W., Hall R.S.N. Nature. 1965, № 34, p. 1141.
15. Старунов М. Г., Еремка В. Д., Бончковский В. И. Украинский физический журнал, 1966, т. II, № 2, стр. 217.
16. Любавский Ю. В., Гаврилов Н. И. «Многопозиционный ОКГ». Авторское свидетельство № 291644 по заявке № 134876/26—25 от 14.07.69.
17. Duf L. E., Pereff, R., Dupeyrat R. Physical Rev. Applied 1966, v. 11, № 2, p. 117.
18. Hull D. Applied Optics, 1966, v. 5, № 8, p. 1342. Sorokin P. P., Luzzi J. J., Lankard J. R., Pettit G. D., JBM J. 1964, v. 8, № 2, p. 182.

19. Борович Б. Л., Зуев В. С., Щетков В. А. ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 4, стр. 1009.
20. Szabo A., Stein R. A. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 1562.
21. Коробкин В. В., Леонтович А. М., Попова М. Н., Щелев М. Я. Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, № 7, стр. 301.
22. Sooy W. R. J. Appl. Phys., 1965, v. 7, № 2, p. 36.
23. Daneu V., Sacchi C. A., Svelto O. IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE-2, № 8, p. 290.
24. Hanna D. C. Optics and Laser Technology, 1970, v. 2, № 4, p. 173.
25. Микаэлян А. Л., Турков Ю. Г., Савельев В. Г. Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, № 6 стр. 675.
26. Bjorkholm J. E., Stolen R. H. J. Appl. Phys., 1968, v. 39, № 8, p. 4043.
27. Балашов И. Ф., Благовещенский В. В., Довгер Л. С. и др. ЖТФ, 1970, т. 40, № 7, стр. 1428.
28. Ананьев Ю. А., Свенцицкая Н. С., Шерстобитов В. Е. ЖТФ, 1969, т. 39, т. 7., стр. 1325.
29. De Maria A. J., Stetser D. A., Neupau H. A. Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, № 7, p. 174.
30. Беленов Э. М., Морозов В. Н., Ораевский Л. Н. Квантовая радиофизика. Изд-во «Наука», 1970, т. 52, стр. 237.
31. Маркин А. С. Труды ФИАН СССР. Изд-во «Наука», 1971, т. 56, стр. 3.
32. Красюк И. К., Пашинин П. П., Прохоров А. М. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 4, стр. 117.
33. Hellwarth R. W. Advances Quantum Electronics, Columb. Univ. Press., N. Y., 1961, p. 334.
34. Vuylsteke A. A. J. Appl. Phys., 1963, v. 34, № 6, 1615.
35. Deutsch T. Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, p. 80.
36. Statz H., De Mars G. A., Wilson D. T., Tang C. L. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, № 5, p. 1510.
37. Thomas C. H., Price E. V. IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE-2, № 9, p. 617.
- Pheneger P. W., Panfelli R. H. IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE-2, № 9, p. 645.
- Lengyel B. A. Introduction to Laser Physics. J. Wiley and sons, Inc., 1966, v. 14, № 128, p. 428.
38. Беспалов В. И., Гостев В. И., Груздев В. В., Кацман В. И. и др. «Оптико-механическая промышленность». 1970, № 6, стр. 11.
39. Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. «Оптический квантовый генератор». Авторское свидетельство № 291644 по заявке 1190254/26—25 от 16.10.67.
40. Исянова Е. Д., Камач Ю. Э., Капица М. Л. и др. «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, № 4, стр. 686.
41. Исянова Е. Д., Маругин А. М., Овчинников В. М. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 12, № 5, стр. 834.

42. De Maria A. J., Ferrar C. M., Danielson G. E. Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, № 1, p. 22.
43. Летохов В. С. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 5, стр. 1392.
44. Маругин А. М., Овчинников В. М. Квантовая электроника. Сб. статей (в печати).
45. Kobayashi T., Cho Y., Matsuo Y. Japanese J. Appl. Phys., 1970, v. 9, № 3, p. 318.
46. Frantz L. M., Nodvik J. S. J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2346.
47. Bellman R., Birnbaum G., Wagner W. J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 780.
48. Davis J. I., Sooy W. R. Applied Optics, 1964, v. 3, p. 715.
49. Avizonis P. V., Grotbeck R. L. J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 687.
50. Ralston A., Herbert W. S. Mathematical Methods for Digital Comp. (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1960, Gill S. Proc. Cambridge Phil. Soc.), 1951, v. 47, p. 96.
51. Avizonis P. V., Farrington T. Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, № 8, p. 205.
52. Сенатский Ю. В. Создание и исследование мощного лазера на неодимовом стекле для высокотемпературного нагрева плазмы. Автореферат диссертации. ФИАН СССР, 1970.
53. Roess D. Proc. IEEE, 1964, v. 52, p. 853.
54. Young C. G., Kantorski I. W. Appl. Optics, 1965, v. 4, № 12, p. 1675.
55. Зуев В. С., Летохов В. С., Сенатский Ю. В. Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, № 5, стр. 182.
56. Young C. G., Kantorski I. W., Dixon E. O. J. Appl. Phys., 1966, v. 37, № 12, p. 4319.
57. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Крюков П. Г. Летохов В. С. Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, № 6, стр. 262.
58. Sooy W. R., Gongleton R. S., Dobratz B. E. W. K. Ng. Proceedings of the 3d Internat. Conf. on Quantum Electronics, p. 1103, Columbia Univ. Press, Paris, N.Y., 1964.
59. Авдеев О. И., Венчиков В. А., Жулай В. Я., Любимов В. В. «Оптико-механическая промышленность». 1967, № 10, стр. 64.
60. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Соколов Н. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1964, т. 1, № 1, стр. 1.
61. Майман Т. Патент США № 3.353.115 от 14.11.67.
62. Басов Н. Г., Зуев В. С., Сенатский Ю. В. ЖЭТФ, 1965, т. 48, стр. 1562. Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, № 2, стр. 57.
63. Басов Н. Г., Амбарцумян Р. В., Зуев В. С. и др. ЖЭТФ, 1966, т. 51, стр. 23. Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, стр. 19.
64. Басов Н. Г., Зуев В. С., Крюков П. Г. и др. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 3, стр. 767.
65. Robieux I., Riffard I., Ernest I., Sturel B. IEEE J. Quantum Electronics, 1968, v. QE-4(5), p. 46.
66. Басов Н. Г., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. ЖЭТФ, 1969, т. 57, № 4, стр. 1175.
67. Hagen W. F. J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 2, p. 511.
68. Gebelt G. Electronics News, 1969, v. 14, p. 72. Laser Focus, 1969, v. 4, p. 24.

69. Басов Н. Г., Захаров С. Л., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В. Доклад на международной конференции «Лазеры и их применение». Дрезден, июнь, 1970.
70. Басов Н. Г., Захаров С. Л., Крюков П. Г. и др. Препринт ФИАН № 63, 1968. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8 (1), стр. 26.
71. Ванюков М. П., Любимов В. В. и др. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971 вып. 4,
72. Design News (США), 1971, v. 26, № 8, p. 11.
73. Huggett G. R. Appl. Phys. Letters, 1968, v. 13, p. 186.
74. Балашов И. Ф., Беренберг В. А., Благовещенский В. В. ЖТФ, 1969, т. 39, вып. 5, стр. 926.
75. Michon M., Auffret R., Dumanchin R. J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 6, p. 2739.
76. Басов Н. Г., Грасюк А. З., Зубарев И. Г. ДАН СССР, 1964, т. 157, стр. 1084.
77. Басов Н. Г., Грасюк А. З., Зубарев И. Г., Тевелев Л. В. Квантовая радиофизика. Труды ФИАН АН СССР, 1965, т. 31, стр. 74.
78. Ананьев Ю. А., Свенцицкая Н. А., Шерстобитов В. Е., ЖЭТФ, 1968, т. 55, № 1, стр. 130.
Ананьев Ю. А., Винокуров Г. Н., Ковальчук Л. В. и др. ЖТФ, 1970, т. 58, стр. 786.
79. Бондаренко А. Н., Фолин К. Г., Смирнов В. А., Анциферов В. В. Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 6, стр. 692.
80. Бондаренко А. Н., Кривошеков Г. В., Смирнов В. А. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, вып. 2, стр. 100.
81. Swain J. E., Rainer F. IEEE Quantum Electronics, 1967, v. QE-5, № 7, p. 385.
82. Бломберген Н. Нелинейная оптика. Изд-во «Мир», 1966.
83. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. Институт научной информации АН СССР, Москва 1964.
84. Kleiman D. A. Phys. Rev., 1962, v. 128, № 4, p. 1161.
85. Giordmaine J. A. Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, № 1, p. 19.
86. Maker P. D., Terhune R. W., Nisenhoef M., Savage G. M. Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, № 1, p. 21.
Weber H. P., Mathieu E., Meyer K. P. J. Appl. Phys., 1966, v. 37, № 9, p. 3584.
87. Terhune R. W., Maker P. D., Savage C. Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, p. 404.
88. Бокуть Б. В., Жарков А. П., Овчинников В. М. и др. Авторское свидетельство 200.010 от 7.01.65. Бюллетень изобретений, 1967, № 16, стр. 55.
89. Бокуть Б. В., Хаткевич А. Г. ДАН БССР, т. 9, № 6, 1965, стр. 357.
90. Ванюков М. П., Волосов В. Д., Ращектаева М. И. Оптика и спектроскопия, 1968, т. 25, № 5, стр. 735.
91. Волосов В. Д., Ращектаева М. И. «Оптика и спектроскопия», 1970, т. 28, № 1, стр. 105.
92. Волосов В. Д., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 10, стр. 3.

93. Волосов В. Д., ЖТФ, 1969, т. 39, № 12, стр. 2188.
94. Polloni R., Svelto O. IEEE J. Quantum Electronics, 1968, v. 4, № 9, p. 528.
95. Geusic J. E., Levinstein H. J., Singh S., Smith R. G., Van Viter L. G. Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 306.
96. Murray J. E., Harris S. E. J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 2, p. 609.
97. Исянова Е. Д., Овчинников В. М. «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 31, № 1, стр. 71.
98. Deserno V., Nath G. Phys. Lett., 1969, v. 30A, № 8, p. 483.
99. Генкин Р. О., Исянова Е. Д., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н., Овчинников В. М. «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 30, № 1, стр. 137.
100. Прохоров А. М. ЖЭТФ, 1958, т. 34, стр. 1658.
101. Kotik J., Newstein M. C. J. Appl. Phys., 1961, v. 32, № 2, p. 178.
102. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов, Ю. М., УФН, 1960, т. 72, № 2, стр. 161.
103. Михаэлян А. Л., Гардашьян В. М., Сахарова Н. А., Турков Ю. Г. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 8, стр. 1542.
104. Ванюков М. П., Исаенко В. И., Луизова Л. А., Шорохов О. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1965, т. 2, № 5, стр. 415.
105. Кравченко В. И., Соскин М. С. Квантовая электроника, вып. 4. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1969.
106. Леонтович А. М., Ведута А. П. ЖЭТФ, 1964, т. 46, № 1, стр. 71.
107. Ведута А. П., Леонтович А. М., Смороков В. Н. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 3, стр. 1050.
108. Калинин В. П., Любимов В. В., «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 22, № 1, стр. 123.
109. Collins R. J., Nelson D. F. Proc. of the conference on optical instruments and techniques, London, 1961, p. 441.
110. Rochlisek F. R. Jemna Mechanika a Optika, 12/68, p. 383.
111. Гинтофт Р. И., Сартевский А. М. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 2, стр. 259.
112. Эверетт. Приборы для научных исследований, 1966, т. 37, № 3, стр. 128.
113. Bergmann T. G., Thompson J. L. Appl Optics, 1968, v. 7, № 5, p. 923.
114. Грязнов Ю. М., Частов А. А. «Измерительная техника», 1966, № 3, стр. 90.
115. Любавский Ю. В. «Устройство для юстировки зеркал». Авторское свидетельство № 337747 по заявке 1347887/18—10 от 14.07.69.
116. McMahon J. M. IEEE J. of Quant. Electr., 1969, v. 5, № 10, p. 389.
117. Летохов В. С., Сучков А. Ф. ЖЭТФ, 1965, т. 50, стр. 1148; ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 1.
118. Малышев В. И., Маркин А. С., Сычев А. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 10, № 2, стр. 248.

119. Маругин А. М., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 2, стр. 79.
120. Marshall F. R., Roberts D. L. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 10, p. 2108.
121. Soffer B. H. J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 2551.
122. Statz H., de Mars G. A., Wilson D. T., Tang C. L. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, № 5, p. 1510.
123. Агабекян А. С., Грасюк А. З., Зубарев Н. Г. и др. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 13, стр. 2156.
124. Thomas C. H., Price E. V. IEEE J. of Quant. Electr. 1966, v. 2, № 9, p. 617.
125. Goldstein I., Chabot A. IEEE J. of Quant. Electr., 1966, v. 2, № 9, p. 519.
126. Keller D. V., Davis B. I. J. of Quant. Electr., 1966, v. 2, № 7, p. 179.
127. Морозов В. Н., Ораевский А. Н. ЖТФ, 1967, т. 37, № 5, стр. 947.
128. Самсон А. М., Рыбаков В. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1968, т. 8, № 6, стр. 949.
129. Chang I. C., Lean E. G. H., Powell C. G., IEEE J. of Quant. Electr., 1970, v. 2, № 7, p. 436.
130. Мишин В. И. «Приборы и техника эксперимента», 1971, № 4, стр. 181.
131. Горланов А. В., Любимов В. В., Петров В. Ф. «Приборы и техника эксперимента», 1969, № 6, стр. 176.

К главе 3

1. Сипайлов Г. А., Ивашин В. В., Лосс А. В. Генератор больших импульсных мощностей. «Электричество», 1967, № 5.
2. Каплан В. В., Нашатырь В. М. К вопросу о применении электромашинных накопителей энергии для физических исследований. «Электричество», 1966, № 4.
3. Ренне В. Т. Электрические конденсаторы. Изд-во «Энергия», 1969.
4. Конюхов В. К., Кулевский Л. А., Прохоров А. М. Энергетические и спектральные характеристики импульсной ксеноновой лампы ИФП-5000. Журнал прикладной спектроскопии, 1964, т. 1, № 1.
5. Андреев С. И., Ванюков М. П., Гаврилов В. Е. Сравнительные исследования световых и электрических характеристик трубчатых импульсных ламп с неоновым и ксеноновым заполнением. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 6, № 1.
6. Воронков Э. Н., Овечкин Ю. А. Основы проектирования усилительных и импульсных схем на транзисторах. Изд-во «Машиностроение», 1967.
7. «Импульсные схемы на полупроводниковых приборах. Проектирование и расчет», под ред. Е. И. Гальперина и И. П. Степаненко. Изд-во «Советское радио», 1970.
8. Тищенко Н. М. Проектирование магнитных и полупроводниковых элементов автоматики. Изд-во «Энергия», 1970.

9. Убийко А. М., Константинов Ю. М., Цыбровский Г. Г. Силовые полупроводниковые вентили в коммутационных аппаратах. «Электротехника», 1967, № 2.
10. Силовые кремниевые вентили (диоды, тиристоры, симисторы). Вып. Информэлектро № 05.03. 51—70, 1970.
11. «Лавинные тиристоры». Вып. Информэлектро № 05.03.49—69, 1969.
12. Спокойный Л. И., Сурочан Ж. Г., Романов В. П. Об определении критической скорости нарастания прямого тока при включении мощных тиристоров. «Электротехника», 1970, № 2.
13. «Тиристоры серии Т₂». Вып. Информэлектро № 05.03.66—70, 1970.
14. «Высокочастотные тиристоры» Вып. Информэлектро № 05.03.50—69, 1969.
15. «Импульсные тиристоры серии ТИ». Вып. Информэлектро № 05.03.2155—69, 1969.
16. Ситник Н. Х., Русских А. А. Процесс выключения тиристора. «Электричество», 1967, № 11.
17. Нейман М. С. Курс радиопередающих устройств. Изд-во «Советское радио», 1965.
18. Матюшин А. Т., Матюшин В. Т., Фирковский Р., Хачатурян М. Н. Генератор высоковольтных импульсов для кабельного питания искровых камер с промежутком 1—15 см. ПТЭ, 1968, № 2.
19. Тимуш Д. М. Генераторы прямоугольных импульсов большой амплитуды переменной длительности и частоты. ПТЭ, 1970, № 3.
20. Насибов А. С., Ломакин В. Л. Генератор прямоугольных импульсов. ПТЭ, 1965, № 3.
21. Воробьев Г. А., Руденко Н. С., Багин В. В., Цветков В. И. Генератор наносекундных импульсов напряжения с амплитудой 1 мВ. ПТЭ, 1968, № 1.
22. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения, Изд-во «Энергия», 1970.
23. Павловский А. И. Многоканальный разрядник на 50 кВ с наносекундной точностью включения. ПТЭ, 1970, № 2.
24. Дайон М. И., Кайтмазов С. Д., Ломоносов Б. Н., Медведев А. А., Толмачев А. М., Запуск высоковольтного генератора Аркадьева — Маркса лучом лазера и исследование характеристик генератора. ПТЭ, 1970, № 1.
25. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Госатомиздат, 1963.
26. Иссинский И. Б., Мызников К. П. Высоковольтный разрядник с наносекундной точностью включения. ПТЭ, 1965, № 3.
27. Князев В. М. Разрядник для работы с искровыми камерами. ПТЭ, 1970, № 2.
28. Воробьев Г. А., Месяц Г. А., Коршунов Г. С. Высоковольтный генератор импульсов наносекундной длительности. ПТЭ, 1965, № 1.

29. Ильин О. Г., Шендерович А. М. Укорочение фронтов высоковольтных импульсов при помощи нелинейной индуктивности. ПТЭ, 1965, № 1.
30. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны, Изд-во «Советское радио», 1963.
31. Усов Ю. П., Стерлигов А. Г. Уменьшение длительности фронта высоковольтного импульса. ПТЭ, 1968, № 2.
32. Ильин О. Г., Шендерович А. М. Обострение спада высоковольтного наносекундного импульса в несогласованной нагрузке. ПТЭ, 1970, № 2.
33. Левилов С. И. Лампы для накачки оптических квантовых генераторов (обзор). «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 8.
34. Маршак И. С. Импульсные источники света. Госэнергоиздат, 1963.
35. Fountain W. D., Osterink L. M., Foster J. D. Comparison of Kr- and Xe-Flashlamps for Nd: YAG Lasers. IEEE J. of Quantum Electronics, 1970, v. QE-6, № 11.
36. Галактионова Н. М., Егорова В. Ф., Мак А. А. Беспичковый режим и ширина моды лазера непрерывного действия. «Оптика и спектроскопия», 1968, т. 25, № 2.
37. Маршак И. С. Импульсные источники света, ПТЭ, 1962, № 3.
38. Перльман. Предельные нагрузки прямых трубчатых импульсных ламп, наполненных ксеноном. «Приборы для научных исследований», 1967, № 1.
39. Деменик И. В., Мнускин В. Е., Скворцов Б. В., Федоров В. Б. Измерение удельного сопротивления ксеноновой газоразрядной плазмы в прямых трубчатых лампах больших размеров. ЖТФ, 1968, т. 38, № 6.
40. Королев Е. А., Хазов Л. Д. Расчет схем питания импульсных ламп для накачки твердотельных ОКГ. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 6, № 4.
41. Симс, Васака. «Электроника», 1968, т. 41, № 17.
42. Ванюков М. Н., Воробьев А. Н., Даниэль Е. В. Влиянии продуктов эрозии электродов импульсных ламп на их прочность. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 11, № 4.
43. Генкин В. Н., Мельников В. В. О возможности рассеяния больших мощностей на импульсных ксеноновых лампах. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 4.
44. Андреев С. И., Гаврилов В. Е. О параллельном и последовательном включении импульсных газоразрядных трубчатых ламп. ЖТФ, т. 38, № 6.

К главе 4

1. Смирнов С. М. Заряд конденсатора через вентиль от сети переменного тока. «Электричество», 1961, № 10.
2. Закревский С. И. Разработка и исследование автономных источников стабильного тока на основе индуктивно-емкостных преобразователей. Автореферат диссертации. Институт электродинамики АН УССР, Киев, 1971.
3. Петров Г. Н. Трансформаторы, т. 1, Госэнергоиздат, 1934.

4. Лебедев Л. Ф. Зарядное устройство с балластным дросселем для импульсных источников света. «Светотехника», 1969, № 3.
5. Маевский О. А., Данилевич О. И., Гончаров Ю. П. Заряд конденсатора от выпрямителя с индуктивным ограничителем тока. «Электромеханика», 1969, № 11.
6. Вакуленко В. М., Иванов Л. П. Зарядная цепь емкостного накопителя с удвоением напряжения. ПТЭ, 1970, № 5.
7. Гардашьян В. М., Горбачев А. А., Дьяченко В. В. Эффективные бестрансформатные системы питания импульсных оптических генераторов на твердом теле. «Вопросы радиоэлектроники», сер. ОТ, 1968, № 5.
8. Вакуленко В. М. Некоторые особенности колебательного заряда емкостного накопителя энергии. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 11, № 4.
9. Гарбер И. С. Магнитные импульсные модуляторы. Изд-во «Советское радио», 1964.
10. Милых А. Н., Кубышин Б. Е., Волков И. В. Индуктивно-емкостные преобразователи источников напряжения в источник тока. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1964.
11. Маршак И. С. Импульсные источники света. Госэнергоиздат, 1963.
12. Вакуленко В. М. Эффективная схема питания импульсных ламп. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 13, № 3.
13. Вакуленко В. М., Бомко А. Г., Иванов Л. П. Зарядка емкостного накопителя от сети переменного напряжения. ПТЭ, 1970, № 5.
14. Желтов К. А. К теории импульсного трансформатора напряжения с сильной связью и незамкнутым ферромагнитным сердечником. «Электричество», 1970, № 11.
15. Волкова Г. А., Смоляр Т. Я. Влияние поджига на излучение импульсных ламп. Журнал прикладной спектроскопии, 1971, т. 14, № 4.
16. Перльман. Предельные нагрузки прямых трубчатых импульсных ламп, наполненных ксенонотом. «Приборы для научных исследований», 1967, № 1.
17. Королев Е. А., Хазов Л. Д. Расчет схем питания импульсных ламп для накачки твердотельных ОКГ. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 6, № 4.
18. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Госатомиздат, 1963.
19. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. Изд-во «Энергия», 1970.
20. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны. Изд-во «Советское радио», 1963.
21. Литвиненко О. Н., Сошников В. И. Теория неоднородных линий и их применение в радиотехнике. Изд-во «Советское радио», 1969.
22. Месяц Г. А. Формирование коротких импульсов при помощи сдвоенных линий. ПТЭ, 1963, № 6.
23. Рожков И. И. Высоковольтный генератор резкого сброса напряжения. ПТЭ, 1971, № 4.

24. Киселев Ю. В., Никитин В. В. Искровые разрядники и области их применения. «Электронная техника», сер. 3. Газоразрядные приборы, 1970, 3 (19).
25. Усов Б. П., Стерлигов А. Г. Авторское свидетельство № 175085 от 24.2.1964. Бюллетень изобретений, 1965, № 19, стр. 26.
26. Насибов А. С. «Электричество», 1965, № 2.
27. Ситник Н. Х. Силовая полупроводниковая техника. Изд-во «Энергия», 1968.
28. Справочник радиолюбителя. Госэнергоиздат, 1964.
29. Фонг. Оптический вентиль импульсного действия с длиной волны 1,06 мкм. «Приборы для научных исследований», 1970, № 10.
30. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. Изд-во «Энергия», 1970.
31. Бирюков В. А., Данилов В. И. Магнитное поле прямоугольной катушки с током. ЖТФ, 1961 т. XXXI, вып. 4.

К главе 5

1. Методы расчета оптических квантовых генераторов, под ред. Б. И. Степанова, т. 2, Изд-во «Наука и техника», Минск, 1968.
2. Мак А. А., Ананьев Ю. А., Ермаков Б. А. УФН, 1967, т. 92, стр. 373.
3. Quelle F. W., Appl. Optics, 1966, v. 5, № 4, p. 633.
4. Дианов Е. М., Прохоров А. М. ДАН СССР, 1970, т. 192, № 3, стр. 531.
5. Ананьев Ю. А. УФН, 1971. т. 103, № 4, стр. 705.
6. Белостокский Б. Р., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н. Овчинников В. М. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 11, № 2, стр. 257.
7. Волосов В. Д., Дивлекеев М. И., Перлов Д. И. ЖТФ, 1968, т. 38. № 4, стр. 766.
8. Степанов Б. И., Рубанов А. С., Чалей А. В. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 4, № 4, стр. 348.
9. Степанов Б. И., Рубанов А. С., Кабашников В. П., Чалей А. В. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 4, № 5, стр. 389.
10. Чалей А. В. Тепловой режим ОКГ. Кандидатская диссертация, БГУ им. В. И. Ленина, Минск, 1968.
11. Белостокский Б. Р. Труды Куйбышевского Авиационного института. Типография изд-ва «Волжская коммуна», 1967, вып. 24, стр. 211.
12. Белостокский Б. Р., Кудряшев Л. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 3, стр. 306.
13. Хромов А. В., Либин Ю. В., Инженерно-физический журнал, 1966, т. 11, № 4, стр. 526.
14. Хромов А. В. «Вопросы радиоэлектроники», серия ОТ, 1964. № 10, стр. 49.
15. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Изд-во «Высшая школа», 1967.
16. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. Изд-во иностранной литературы, 1959.

17. Федоров В. Б., Егоров В. С., Федорова Л. Ф. «Теплофизика высоких температур», 1967, т. 5, № 5, стр. 884.
18. Королев Е. А., Поплавский А. А. «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 7, стр. 8.
19. Белостоцкий Б. Р. В сб. «Квантовая электроника». Изд-во «Советское радио», 1971, № 5, стр. 77.
20. Лейбензон Л. С. Собрание трудов. Изд-во АН СССР, 1955, т. 3, стр. 215, 274.
21. Методы расчета оптических квантовых генераторов. Под ред. Б. И. Степанова, т. 2. Изд-во «Наука и техника», Минск, 1968.
22. Воронкова М. Е., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. Изд-во «Наука», 1965.
23. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. Изд-во «Наука», 1964.
24. Кудряшев Л. И., Жемков Л. И., Векшин В. С., Белостоцкий Б. Р. Журнал прикладной спектроскопии, 1966, т. 5, № 6, стр. 798.
25. Чалей А. В., Рубанов А. С., Желтов Г. И. Вестник БГУ им. В. И. Ленина, 1970, сер. 1, № 2.
26. Желтов Г. И., Рубанов А. С., Чалей В. А. Журнал прикладной спектроскопии, 1971, т. 14, № 2, стр. 226.
27. Ведута А. П., Леонтович А. М., Смороков В. Н. ЖТФ, 1965, т. 49.
28. Хромов А. В. Вопросы радиоэлектроники, сер. ОТ, 1967, № 8, стр. 3.
29. Белостоцкий Б. Р. ИФЖ, 1968, т. 15, № 2, стр. 219.
30. Ананьев Ю. А., Королев Е. А. «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, стр. 702.
31. Рутковский Ф. К. Оптическая накачка квантовых генераторов на твердом теле. Кандидатская диссертация, ИФ АН БССР, 1966, Минск.
32. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические квантовые генераторы. Изд-во «Советское радио», 1967.
33. Abella I. D., Summins H. Z. J. Appl. Phys., 1961, v. 32, № 6, p. 1177.
34. Белостоцкий Б. Р. Тепловой режим твердотельных оптических квантовых генераторов непрерывного действия. Изд-во ЛДНТП, 1970.
35. Вейник А. И. Приближенные расчеты процессов теплопроводности. Госэнергоиздат, 1959.
36. Кудряшев Л. И., Белостоцкий Б. Р., Кудряшова Н. Л. ДАН БССР, 1966, т. 10, № 11, стр. 835.
37. Белостоцкий Б. Р. Журнал прикладной спектроскопии, 1969, т. 10, № 1, стр. 49.
38. Белостоцкий Б. Р., Кудряшев Л. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 5, стр. 763.
39. Кудряшев Л. И., Белостоцкий Б. Р., Кудряшова Н. Л. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 6, № 5, стр. 614.
40. Боли А. Б., Уайнер Д. Х. Теория температурных напряжений, 1964.

41. Тимошенко С. П. Теория упругости. Гостехиздат, 1934.
42. Белостоцкий Б. Р., Огородников Н. Н. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, № 3, стр. 423.
43. Белостоцкий Б. Р. Инженерно-физический журнал, 1970, т. 19, № 2, стр. 272.
44. Мамонов С. К. Инженерно-физический журнал, 1969, т. 16, № 1, стр. 111.
45. Желтов Г. И., Рубанов А. С., Чалей А. В. Журнал прикладной спектроскопии, 1971, т. 14, № 2, стр. 227.
46. Белостоцкий Б. Р., Кудряшев Л. И., Меньших Н. Л., ДАН БССР, 1968, т. 12, № 5, стр. 405.
47. Белостоцкий Б. Р., Кудряшев Л. И., Меньших Н. Л. В сб. «Квантовая электроника» под ред. Н. Г. Басова. Изд-во «Советское радио», 1972, № 8, стр. 23.
48. Белоусова Л. Е., Кирсанов В. П., Маршак И. С. Инженерно-физический журнал, 1965, т. 9, № 1, стр. 105.
49. Дульнев Г. Н. Известия вузов, сер. «Приборостроение», 1968, № 2, стр. 123.
50. Маршак И. С. Импульсные источники света. Госэнергоиздат, 1963.
51. Белостоцкий Б. Р. Тепловой режим твердотельных импульсных оптических квантовых генераторов. Изд-во ЛДНТП, 1970.
52. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. Госэнергоиздат, 1959.
53. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. Изд-во «Высшая школа», 1963.
54. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат 1956.
55. Дульнев Г. Н., Семяшкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Изд-во «Энергия», 1968.
56. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. Машгиз, 1957.
57. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостехтеориздат, 1954.
58. Ярышев Н. А. Теоретические основные измерения нестационарных температур. Изд-во «Энергия», 1967.
59. Иванов В. А., Лебедев В. И. Журнал прикладной спектроскопии, 1970, т. 13, № 1, стр. 40.
60. Шапиро А. Б. В сб. «Охлаждение турбо- и гидрогенераторов», МЦИНТИЭП, под ред. Р. А. Лютера, 1959, стр. 48.
61. Ермаков Б. А., Лукин А. В. ЖТФ, 1970, т. 40, № 7, стр. 1418.
62. Волынкин В. М., Погодаев А. В. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, 1971, № 3, стр. 115.
63. Белостоцкий Б. Р. Особенности расчета и проектирования систем охлаждения ОКГ, депонирование НИИЭИР, № Д2949, 1971.
64. Аронс Г. А. Струйные аппараты. Госэнергоиздат, 1948.
65. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты, Изд-во «Энергия», 1970.
66. Корнфельд М. И. Упругость и прочность жидкостей, ГИТТЛ, 1951.

67. Башта Т. М. Машиностроительная гидравлика. Изд-во «Машиностроение», 1971.
68. Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике, Изд-во «Машиностроение», 1969.
69. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети. Госэнергоиздат, 1963.
70. Олиker И. И., Пермьяков В. А. Термическая деаэрация воды на тепловых электростанциях. Изд-во «Энергия», 1971.
71. Белостоцкий Б. Р. Системы охлаждения оптических квантовых генераторов, ЛДНТП, 1971.
72. Белостоцкий Б. Р., Колышев Н. Д., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 11, стр. 63.
73. Белостоцкий Б. Р., Меркулов А. П., Попова Г. Г. Авторское свидетельство 208724, от 25.05.1966. Бюллетень изобретений, 1968, № 4.
74. Белостоцкий Б. Р. Вихревой холодильник, ЛДНТП, 1971.
75. Белостоцкий Б. Р., Колышев Н. Д., Меркулов А. П., Овчинников В. М. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 7, стр. 35.
76. Меркулов А. П., Колышев Н. Д. Труды Куйбышевского Авиационного института. Типография изд-ва «Волжская коммуна», 1965, вып. 22.
77. Löhder W., Hergendörfer G. Патент ГДР, № 63043 от 20.07.1969.
78. Cordi C. В. Патент США № 3487332 от 7.07.1966.
79. Bowness C. Патент США № 3339150 от 3.06.1963.
80. Löhder W. Патент ГДР № 61066 от 5.04.1968.
81. Балашов И. Ф., Березин Б. Г., Веселов Э. Я., Ермаков Б. А., Изупак Э. А. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 4, стр. 5.
82. Павловская Е. И., Шибраев Б. Ф. Металлокерамические фильтры, Изд-во «Недра», 1967.
83. Меркулов А. П. «Холодильная техника», 1965, № 5.
84. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Физматгиз, 1963.
85. Шкроб М. А. Водоподготовка. Гостехиздат, 1952.
86. Синявский В. Г. Селективные иониты. Изд-во «Техника», 1967.
87. Справочник химика-энергетика, т. 1 и 2. Госэнергоиздат, 1958 и 1960.
88. Солодов С. Н. Антифризы. Воениздат, 1947.
89. Леймер О. А. Вопросы радиоэлектроники, 1966, сер. ОТ, вып. 6, стр. 100.
90. Леймер О. А., Меркель Е. Ю. Вопросы радиоэлектроники, 1968, сер. ТРТО, 1968, вып. 1, стр. 94.
91. Илюхин В. П., Кушелевский А. А., Леймер О. А. Вопросы радиоэлектроники, сер. ОТ, 1970, вып. 11, стр. 94.
92. Волынкин В. М., Мак А. А., Михайлов Ю. Н., Погодаев А. Н., Степанов А. И. «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 3, стр. 65.

93. Байбородин Ю. В., Шапошников Б. В., Петренко Р. А. Вопросы радиоэлектроники, сер. ОТ, 1969, вып. 3, стр. 131.
94. Волынкин В. М., Михайлов Ю. Н., Погодаев А. К. В сб. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 3, 1971, стр. 117.
95. Стекланные жидкостные термометры ртутные и нертутные (каталог—справочник), ОНТИ ПСА и СУ, 1966.
96. Миронов К. А., Шинетин М. И. Теплотехнические измерительные приборы, Машгиз, 1958.
97. Кейн В. М. Конструирование терморегуляторов. Изд-во «Советское радио», 1971.
98. Воробьев А. И., Кацнельсон О. Г. Термобиметалл и его применение в приборостроении и автоматике. Госэнергоиздат, 1951.
99. Термопары и термометры сопротивления (сводный каталог), ОНТИ ПСА и СУ, 1965.
100. Стекланные жидкостные термометры (каталог — справочник), ОНТИ ПСА и СУ, 1966.
101. Теплов А. В. Основы гидравлики. Изд-во «Энергия», 1965.
102. Брон О. Б. Электрические аппараты с водяным охлаждением. Изд-во «Энергия», 1967.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора	3
Предисловие авторов	5
Условные обозначения	6
Введение. Принципы лазерной техники	7

Глава первая

ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ОКГ

1.1. Осветители	18
1.2. Активные элементы	32
1.3. Оптические элементы	47
1.4. Резонаторы	60
1.5. Оптико-механические затворы	84
1.6. Фототропные светозатворы	92
1.7. Электрооптические затворы	106
1.8. Управляемые электрооптические отражатели	125
1.9. Электровзрываемый пленочный светозатвор	134
1.10. Оптические вентили	138

Глава вторая

ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ИМПУЛЬСНЫХ ОКГ

2.1. Схемы с оптико-механическими затворами	142
2.2. Схемы с фототропными светозатворами	149
2.3. Электрооптическое управление резонатором ОКГ	157
2.4. Оптические схемы с электровзрываемыми пленочными светозатворами	167
2.5. Схемы селекции мод	168
2.6. Оптические квантовые усилители	178
2.7. Оптические схемы для получения второй гармоники.	195
2.8. Юстировка оптических систем	206

Глава третья

ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СХЕМ ОКГ

3.1. Накопители энергии	216
3.2. Полупроводниковые приборы для импульсных схем	221
3.3. Высоковольтные коммутационные устройства наносекундного диапазона	225
3.4. Лампы накачки	230

Глава четвертая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ОКГ

4.1. Функциональные схемы	236
4.2. Зарядный контур емкостного накопителя	239

- 4.3. Схемы управления зарядом накопительных конденсаторов
- 4.4. Схемы поджига импульсных ламп
- 4.5. Разрядный контур питания импульсных ламп
- 4.6. Схемы генераторов высоковольтных наносекундных импульсов
- 4.7. Электрическая схема оптического вентиля импульсного действия

Глава пятая

ОХЛАЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ

- 5.1. Теплофизические особенности работы оптических элементов ОКГ
- 5.2. Тепловой режим оптических элементов ОКГ
- 5.3. Способы охлаждения оптических элементов ОКГ
- 5.4. Системы охлаждения
- 5.5. Охлаждающие среды
- 5.6. Приборы контроля и регулирования и элементы систем охлаждения

Глава шестая

ПРИБОРЫ-ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

- 6.1. Лазеры с неуправляемой генерацией
- 6.2. Лазеры с управляемой генерацией
- Литература

БОРИС РОМАНОВИЧ БЕЛОСТОЦКИЙ
ЮРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ЛЮБАВСКИЙ
ВЛАДИМИР МАТВЕЕВИЧ ОВЧИННИКОВ

ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ОКГ

Редактор М. М. Лисина
Художественный редактор В. Т. Сидоренко
Технический редактор Г. З. Кузнецова
Корректоры: Е. П. Озерецкая, З. Г. Галушкина

Сдано в набор 26.V.1972 г. Подписано в печать 6.X.1972 г.
Т-15204. Формат 84×108/32. Бумага машиномелованная
Усл. печ. л. 21,42 Уч. изд. л. 23,083
Тираж 12800. Зак. 0458. Цена 1 р. 46 к.
Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, п/я 693

Ордена Трудового Красного Знамени
Московская типография № 7 «Искра революции»
Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР
г. Москва, Трехпрудный пер., 9.